



TITLE:

泥流型土石流の流動および堆積過程に関する基礎的研究(  
Dissertation\_全文)

AUTHOR(S):

新井, 宗之

---

CITATION:

新井, 宗之. 泥流型土石流の流動および堆積過程に関する基礎的研究. 京都大学, 1992, 博士(工学)

ISSUE DATE:

1992-03-23

URL:

<https://doi.org/10.11501/2964453>

RIGHT:

# 泥流型土石流の流動および堆積過程に 関する基礎的研究

1991年12月

新 井 宗 之



# 泥流型土石流の流動および堆積過程に 関する基礎的研究

1991年12月

新井宗之





## 目 次

緒 論 .....	1
参考文献 .....	3
第 1 章 泥流型土石流の流速測定法 .....	4
1-1 概 説 .....	4
1-2 土石流流速分布測定の要件 .....	4
1-3 従来用いられた測定法 .....	4
1-3-1 応用ピトー管 .....	5
1-3-2 光ファイバーセンサー .....	6
1-3-3 映像による粒子の追跡 .....	8
1-4 塩水法による流速測定 .....	9
1-4-1 測定法の概要 .....	9
1-4-2 プローブ .....	11
1-4-3 測定システムの精度 .....	12
1-5 流速測定結果 .....	13
1-5-1 実験の概要 .....	13
1-5-2 測定結果 .....	14
1-6 結 語 .....	16
参考文献 .....	16
第 2 章 泥流型土石流の流動機構に関する研究 .....	17
2-1 概 説 .....	17
2-2 細粒子を高濃度に含む流れの流動特性 .....	18
2-2-1 流速分布 .....	18
2-2-2 粒子の運動軌跡 .....	21
(1) 流れの内部構造 .....	21
(2) 一粒子の運動軌跡 .....	21
(3) 考察 .....	24
2-3 流動モデル .....	24
2-3-1 混合・衝突モデル .....	24
2-3-2 適応条件 .....	29
2-3-3 モデルの適用 .....	31
(1) 流速分布 .....	31
(2) 抵抗則 .....	32
2-4 カルマン定数 .....	34
2-4-1 理論 .....	34

2-4-2 考察	3 6
2-5 結 語	3 6
参考文献	3 8
第3章 河道および小規模貯水池におけるハイドログラフの変化に関する研究	4 0
3-1 概 説	4 0
3-2 直線流路でのハイドログラフの変化	4 0
3-2-1 基礎方程式および計算方法	4 0
3-2-2 実験の概要	4 3
3-2-3 考察	4 4
3-3 小規模貯水池への流入によるハイドログラフの変化	4 8
3-3-1 実験の概要およびその考察	4 8
(1) 実験の概要	4 8
(2) 発生波の特性	4 9
3-3-2 MAC 法による発生波シミュレーション	5 1
(1) 基礎方程式および計算方法	5 1
(2) 考察	5 5
3-3-3 一次元解析による検討	5 8
(1) 基礎方程式および計算法	5 8
(2) 考察	6 1
3-4 小規模貯水池における流動・堆積過程	6 7
3-4-1 実験の概要	6 7
3-4-2 流入点付近に堆積する場合	7 0
3-4-3 密度流として流動を継続する場合	7 5
3-5 結 語	7 5
参考文献	7 7
第4章 流路弯曲部における流動特性に関する研究	7 9
4-1 概 説	7 9
4-2 流路弯曲部の射流に関する理論	8 0
4-3 実験および考察	8 8
4-3-1 実験の概要	8 8
4-3-2 弯曲部の外壁水深	8 9
4-3-3 半径方向の水面形	9 6
4-3-4 弯曲部における転波列の増幅	9 8
4-4 外壁水位低下法	1 0 1
4-4-1 カントによる方法	1 0 3
4-4-2 隔壁による方法	1 0 4
4-5 結 語	1 1 2
参考文献	1 1 3

第5章 泥流型土石流の堆積過程に関する研究	1 1 4
5-1 概 説	1 1 4
5-2 堆積過程	1 1 4
5-2-1 一次元堆積実験	1 1 4
(1) 実験の概要	1 1 4
(2) 実験結果および考察	1 1 6
5-2-2 泥流型土石流の初期堆積位置に関する考察	1 2 0
5-2-3 堆積過程	1 2 3
5-3 平面域における堆積数値シミュレーション	1 2 6
5-3-1 基礎方程式	1 2 6
5-3-2 計算法	1 2 9
5-3-3 実験の概要	1 3 3
5-3-4 考察	1 3 4
5-4 結 語	1 4 0
参考文献	1 4 0
結 論	1 4 2
謝 辞	1 4 4



## 緒 論

土石流は、焼岳東斜面でその典型例が観測され、報告されているように、先端部に礫や巨礫が集中して流れるタイプ(石礫型)と、有珠山西山川で1978年10月に発生したもののような先端部に巨礫を含まず比較的小粒径の粒子を高濃度に含む泥流タイプ(泥流型)があり、それぞれ異なった特性および流動機構をもっているといわれている。

石礫型土石流については、ここ十数年来比較的多くの研究がなされてきて、平均的な先端の移動速度、巨礫の先端への集中機構、土石流の巨礫輸送能力等の顕著な特性に関し、粒子の衝突効果に着目したいわゆるダイラタント流体モデルによる定量的な評価も可能な理論が提示されてきている<sup>1)</sup>。また、粘土のような非常に微細な粒子からなる高濃度流れについては、中国において黄河の洪水に関連した研究がなされ、化学工学の分野でも古くから研究がなされている。土石流の流動に関して、このような微細粒子の高濃度混合流体の流動機構が支配的な要因であるとする立場の研究は、我国の大同<sup>2)</sup>やアメリカの Johnson<sup>3)</sup>の先駆的研究等、いわゆるビンガム流体モデルによる研究の一大潮流として、今も研究がなされている。このような微細粒子を多量に含む土石流の典型例は中国の雲南省蔣家溝<sup>4)</sup>で見られるが、流動物質の粒度分析によれば0.01mm以下の粒子群と1～2mm以上の粒子群とが混合したようになっており、一回の土石流が数百波にわたる間歇的な波として流出するという特異な性質を持っている。

上記のように、従来土石流の研究は研究者個人のイメージやそれぞれの身近に起こっている土石流のタイプに応じたモデルによる研究が進められていて、ビンガム流体モデルとダイラタント流体モデルという二大モデルがあるが、相互の関連やどのような構成材料等の性質に応じて適用範囲が決まるかと言った基本的事項は必ずしも明確になっていない。

ところで、前記有珠山山麓<sup>5)</sup>で生じた土石流や桜島で頻発している泥流性の土石流は、火山灰を主成分としており、含有粒子の中央粒径は0.1～2mm程度であって、従来研究がほとんどなされていない領域の流れであると言える。このような流れの究明が二大モデルの橋渡しとなる可能性もあるので、このような領域の土石流対策のあり方等への指針を得るという実用性の面のみならず、高濃度固液混相流の統一的理解の面からも研究を進める必要がある。

論点をさらに明確にするために、流体の中に固体粒子を高濃度に含む流れのせん断応力を考える。粒子および粒子間の流体を含めて層流状のゆっくりとした流れの場合には、粒子間流体の粘性応力、粒子間の粘性応力、粒子同士の接触摩擦応力、粒子の衝突による応力、および粒子同士の結合を断ち切るのに必要な降伏応力から成り立っているであろう。このうち、粒子相互の電気化学的作用による粒子間の粘性応力および降伏応力は構成粒子が粘土粒子以下の微細粒子の際には支配的で、このような場合ビンガム流体モデルがよく適合すると考えられるが、シルト程度以上の粒径の場合には他の応力に比して微小であろう。このとき遅い流れであることに注意すれば衝突応力は小さいであろうが、間隙流体の粘性応力と粒子の接触摩擦応力のど

ちらが重要かは流体の粘性、粒子濃度、流速等によって違う。例えば水で飽和した砂層の準静的なせん断ではほとんど接触摩擦応力に支配され、比較的粒子濃度の小さい層流に対しては粒子濃度による粘性係数の増大を考慮した粘性流体モデルが適用される。流れの流速が速い場合にはたとえ粒子は整然とした層流状の運動をしていても間隙流体が乱流状態となることが考えられ、このような際には上記の諸応力の他に間隙流体の乱れによる応力が付加されるであろう。構成粒子径の大きい高速の慣性的流れではとくに衝突応力が重要となり、ダイラタント流体モデルが適合する。構成粒子径が小さい高速流れでは、間隙流体の乱れによって粒子も影響を受け、粒子と流体が一体となった塊の乱流混合が生じ、これが流れの特性に支配的な影響を持つようになるものと推測される。

本論文が力点をおいているのは最後に述べたような、構成粒子径がシルト粒子程度よりは小さくないが、流動深に比してはかなり小さい高速流れであって、ここではこれを泥流型土石流と名づけて、その流動機構を明らかにするとともに、流路を流下中の特性および堆積特性を明らかにするものである。

論文の各章の内容の概要は以下のようなものである。

第1章では、土砂を高濃度に含む流れの流速分布の測定法について検討し、試作した流速計の性能について議論する。これは土石流の流動機構を明らかにする上で、平均流速で取り扱う検討ではおのずから限界があるので、水深方向の流速分布を実験的に明らかにすることを目的としている。開発した測定法は一種の塩水法である。

第2章では、流動深に比して含有する粒子の粒径が比較的小さい場合の泥流型土石流の流動機構について述べている。開発した流速測定法により、流れの水路中央部での流速分布の測定が可能となり、それを用いて測定した流速分布形の特徴を検討する。また、流動中の一粒子の軌跡を追跡し、微細粒子を高濃度に含む流れの構造を把握する。以上のことをふまえて、流動モデルを提案し、理論と実験結果とを比較して、モデルの妥当性を検証している。この流動モデルでは、粒子を高濃度に含んだ流体塊が水深方向に混合するのであるが、その混合距離を評価する際のカルマン定数についても検討している。また、平均流に対する抵抗則で表した場合や、適用条件についても検討している。

第3章では、直線流路や小規模貯水池での土石流の流下ハイドログラフの変化について検討する。土石流が流下するような溪流には、砂防ダムをはじめとして、河床の安定や流路勾配の緩和などの目的のために、床固工などによる落差部などの水理構造物がある。しかしながら、土石流が流下する際にこれらの構造物がどのような影響を与えているのか一部のものを除いては未だ十分に明らかにされていない。そこでまず、直線水路における泥流型土石流のハイドログラフの変化について漸変流近似による運動方程式と、第2章で述べた泥流型土石流の抵抗則を用いた数値解析を行い、実験結果と比較してその妥当性を明らかにする。ついで、水理構造物の代表例として湛水した砂防ダムを想定した。空の砂防ダムは、決壊することがなければ、明らかに土石流をかん止して、下流の災害を防止することができるが、湛水しているような場合、土石流

の流入によって水が飛び出し下流の災害を助長することがあると言われている。そこで、特に土石流のような高濃度の流れが、小規模貯水池に流入した場合のダム天端からの越流によって形成される洪水ハイドログラフの予測法を与えた。さらに、貯水池内での土砂の堆積過程の予測法についても提案する。土石流含有土砂の粒径が小さい場合には、貯水池流入後直ちに堆積するのではなく、密度流として水底を流下するが、その挙動についても述べる。

第4章では、土石流の流路弯曲部での流動特性について検討する。土石流が流路を流下する際、流路弯曲部でどのような挙動をするのかを明らかにすることは、流路の設計や既存の流路弯曲部での氾濫の危険性などを検討する上で重要である。そこで、清水及び土砂を高濃度に含む射流の実験を行い、外壁での水深や半径方向の水面形などをその理論とともに検討し、また、射流の場合に弯曲部に生じる衝撃波や剝離について議論する。また、土石流においても転波列が生じるが、この転波列が弯曲部においてどのような特性を示すかを論じる。さらに、弯曲部における氾濫の防御という防災上の観点から、外壁での水位を低下する方法について、水路床にカントを設ける方法と隔壁を設ける方法についてその特性の評価を試みる。

第5章では、泥流型土石流の堆積過程について検討する。泥流型土石流では流体中に粒子が浮遊していると考えられるので、流路が急勾配から緩勾配に急変するような場所へ流出すると、ある減速区間を流下した際に、もはや全粒子を浮遊させることができなくなり、過剰濃度の粒子の沈降による堆積が始まるとの観点から堆積過程を検討する。1次元水路での勾配急変による堆積過程を実験結果と数値シミュレーションで検討し、また直線水路から平面領域に流出した場合の2次元堆積過程について数値シミュレーション法を与え、実験結果によって検証する。以上の結果を要約して結論とする。

## 参考文献

- 1) 高橋 保: 土石流の発生と流動に関する研究, 京都大学防災研究所年報, 第20号 B, 1977, pp.405-435.
- 2) 大同淳之: 土石流に関する基礎的研究, 京都大学学位論文, 1970.
- 3) Johnson, A.M.: Physical processes in geology, Freeman, Cooper, San Francisco, 1970.
- 4) Kang Zhicheng: Motion characteristics of debris flow at Jiangjia Gully, Yunnan Province, China, International Research & Training Center on Erosion & Sedimentation (IRTCES), 1990.
- 5) 1978年10月24日有珠山泥流災害調査, 文部省科学研究費 自然災害特別研究(代表者 山岡 勲), 1989.



## 第 1 章 泥流型土石流の流速測定法

### 1-1 概 説

土砂を高濃度に含んだ流れの流動機構に関して、多くは平均的な抵抗則を実験や現地観測を基に議論することがなされており、数々の経験的な抵抗則が提示されている。これらには力学的な根拠に乏しいものもあるが、種々の力学的なモデルのもとに演繹的に導出されたものもある。これらのマクロな抵抗則の議論に留まらざるを得ない状況は流れの内部構造を測定することが困難なためやむを得ないとも言えるが、想定された流動モデルの結果としてほぼ妥当な段波の流下速度や流動深を与えるような抵抗則が得られたとしても、はたしてその流動モデルが適切なものかどうかの判断が難しい。流動モデルの検討には少なくとも流動深全体にわたる流速分布形の測定が必要である。しかしながら強大な破壊力を持った実際の土石流で流速分布を測るのは相当困難であると予想されることから、本章においては実験室規模の流れでの流速分布測定法について考察し、測定器の試作を行うものとする。

### 1-2 土石流流速分布測定の要件

土石流のように粒子を高濃度に含む流れを測定するために要求される条件としては次のようなものが挙げられよう。

- 1) 連続的に安定して測定できるような形状と強度を備えていること。
- 2) 水路側壁の影響が最小限となる水路中央部で測定できること。
- 3) 幅の狭い水路中でも流れを阻害しないような大きさと形状を持っていること。
- 4) 土石流実験は短時間で終了することが多いから、迅速に計測できること。
- 5) 測定精度が高いこと。

### 1-3 従来用いられた測定法

従来、流速分布測定が試みられた例はいくつかある。しかし、測定法としては必ずしも確定されているわけではなく、研究者がその目的に応じて様々な工夫をこらして測定しているのが現状である。上記の要件をいくつか満足するような測定原理について以下に述べる。

### 1-3-1 応用ピトー管<sup>1)</sup>

いわゆる応用ピトー管法といわれている方法は、清水の流れで用いられるピトー管の原理と同じ原理を用いるもので、解放された孔を有する細管を流れの中に入れることによって、流れの中の静圧と動圧を測定し、その水頭差より流速を得るものである。その模式的な関係は Fig.1.1 のようである。清水の場合と全く同じ方法では、動圧管、静圧管ともにその孔は小さいため流れに含有する粒子が孔より入り込み圧力の測定が不能になってしまうおそれがあるので、圧力を測定するピエゾメータの管を通じて、ピトー管の孔から少し逆流する程度まで水を注入し、その圧力が釣りあった状態で圧力を測定するものである。

この方法で大同<sup>1)</sup>は、粘土粒子程度の粒子を容積濃度で 0.13 まで含む流れの流速分布を測定している。この測定方法では一回の計測に比較的長時間が必要であるので、転波列など間歇的に擾乱が生じるような場合には、動圧管の先端部での清水と粒子を含む流れの境界での圧力の平衡の維持が難しいことから、水頭差の測定も困難となろう。

また、粒子径が比較的大きな場合の測定例は見あたらないが、この測定方法では原理的な意味から動圧管の前面の点ではよどみ点を生じていることが必要であり、濃度が高い場合には固体粒子がピトー管に頻繁に衝突し、測定される動圧が平均的な速度水頭であるのか疑問を生じる。このため粒子径が比較的大きな高濃度の高速な流れではこの方法の利用は難しいのではないかと思われる。

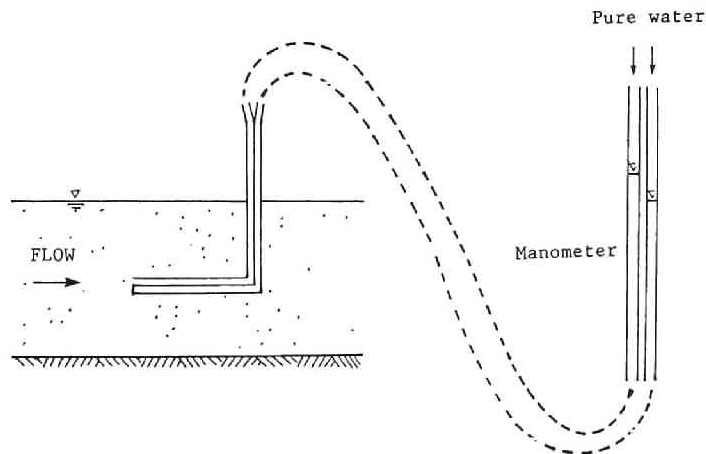


Fig. 1.1. Application of Pitot tube.

### 1-3-2 光ファイバーセンサー

近年エレクトロニクスおよびその関連技術の進歩は著しい。その中の一つに光ファイバーがある。単位時間当たりの処理データ量の増加にともない、より周波数の高い可視光線に至る電磁波の転送デバイスが要求され、光ファイバーがその責務を果たしつつある。光ファイバーはエレクトロニクス関係ばかりでなく光学的にも工学や医学などさまざまな面で利用されている。

Fig.1.2 は Savage<sup>2)</sup> が用いた光ファイバーを2本使用した測定システムのブロックダイアグラムであり、Fig.1.3 はそのプローブの光ファイバーセンサー図である。

この測定システムの測定原理は、粒子群の移動にともなう光学的な明暗を2点間で検出し、その時間的位相差と2点間の距離から粒子群の移動速度を求めるものである。Savage が用いた測定システムでは、装置の形状等の制約から水路側壁に設置し、流れと直角方向にスライドできるようにしておりセンサー移動方向での流速測定が可能となっている。

Fig.1.2 はそのブロックダイアグラムである。水路側壁に設置した2つの光ファイバーから信号を取り出し、それぞれのチャンネルの信号の制御ユニットを通し、オシロスコープおよび2信号の相互相関を得る装置へ信号を送り、相互相関関数がオシロスコープに出力されるようになっている。Fig.1.3 は光ファイバープローブが側壁に設置された詳細図であるが、2本の光ファイバーの間隔は 3.66 mm、受光先端部と流れの側壁面との間隔は 0.86 mm となっている。

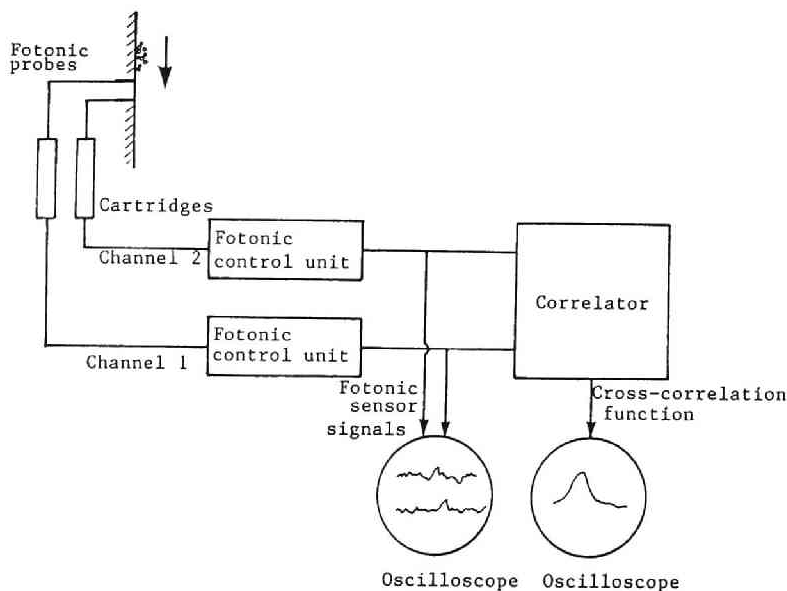


Fig. 1.2. Block diagram of velocity measurement system using fibre optic sensors.

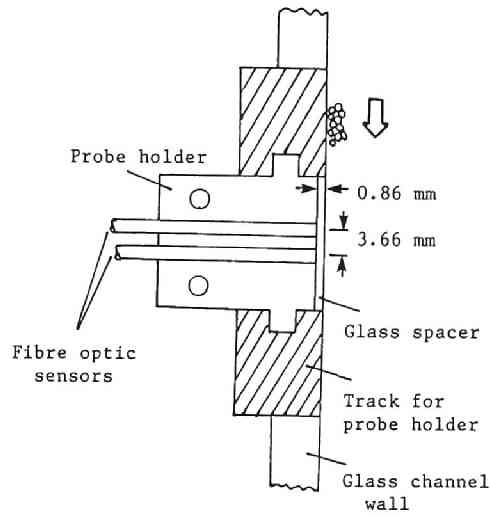


Fig. 1.3. Fibre optic probe.

光ファイバーの間隔および受光面と流れの面と距離との関係は相互相関を得るのに重要な関係にある。光ファイバーの間隔が大きいと適切な相互相関を得るのが難しくなり、また接近しすぎても相関を得るのが困難となろう。また受光面と流れとの距離の制約もある。Savage はポリスチレンビーズを用い既知の流速を用いた試験を行いこの装置での効果的な間隔として 3.66 mm を用いている。

この測定システムの利点は、比較的短時間の現象でも測定が可能であることにある。また非常に濃度が高い場合でも測定が容易であり、粒子が判別できないほどの低濃度でないかぎり測定が可能であって、濃度によってほとんど影響を受けない。また粒子による明暗を検出しているので測定している対象が明確である。しかしながら先の応用ピトー管が流れの水路中央部で測定が可能であるのに対し、プローブの形状等の制約から水路側壁からの測定と成らざるをえない。また、光ファイバーの径にもよるが、粒子径が微細な場合には粒子間の明暗の検出が困難になり、そのような粒子径を含有した高濃度流れの測定は難しいと思われる。

### 1-3-3 映像による粒子の追跡<sup>3)</sup>

Fig.1.4 に示すように、水路の側壁に硬質アクリル等の透視性の材質を用い、粒子を含む流れを可視化し、高速度カメラあるいは高速ビデオなどで撮影し、個々の粒子の軌跡を追跡することにより流速を得る方法がある。

この方法の利点は可視的に粒子を追跡できるので測定値の信頼性が高い。また、撮影されている面では原則的に任意の点で主流方向のみならず、それと直角方向の速度成分も測定できる。また、かなり短時間の現象でも測定が可能である。流速が比較的遅い場合には撮影機材も安価なものが使用でき簡便で精度の高い測定が可能である。さらに、映像面では同時刻、任意の点での測定が可能である。しかしながら、撮影機材の解像力にもよるが微細な粒子の場合には一粒子の識別が難しくなり測定が困難となる。また、高濃度の場合側壁面近傍の粒子の流速しか測定できないので、側壁での付着の影響などで水路中央部とは違った流速分布になっているのではないかという疑問に答えることができない。

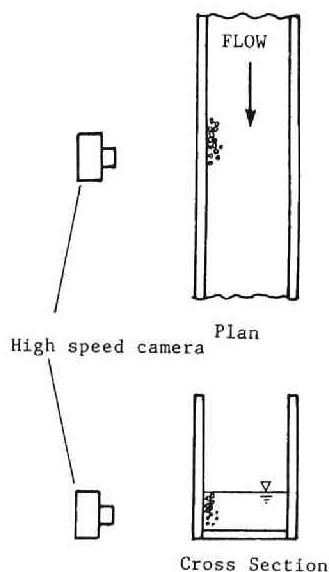


Fig. 1.4. Side view method by high speed camera.

## 1-4 塩水法による流速測定<sup>4)</sup>

### 1-4-1 測定法の概要

前節で述べたように、従来粒子を高濃度に含む流れの流速分布測定法にはいくつかの方法があり、それぞれ一長一短を有している。この研究で対象としているような比較的微細な粒子を高濃度に含む流れでは、個々の粒子を追跡する方法では測定が困難となろう。また、かなり高濃度の流れを対象としており、比較的短時間の現象でも測定が可能でなければならない。従って、前節で述べたような方法では測定が困難であり、別の方法を考案する必要がある、塩水法に着目した。

塩水法は、塩水の電気伝導度が周囲水のそれと異なることを利用するもので、流れの中に微量な塩水を投入し、その下流側で2対のプロープにより塩水通過に伴う電気伝導度の変化を取り出し、2対のプロープの距離と伝導度の変化の位相差から流速を得るものである。この方法の適応における難点は、電気伝導度の変化がうまく検出できるかどうかである。すなわち、拡散や乱れの影響により2つのセンサーによって検出される電気伝導度の時間的変化の波形が異なることにより通過時間がうまく検出できるかどうかである。乱れの影響によって前方のセンサーを通過した塩水が後方のセンサーを通過しないことも起こり得る。前者の問題点は塩水の注入を鋭くすることにより改善されるであろうし、後者については、できるだけ2つのセンサーを近づけることにより解決することができるであろう。

Fig.1.5 は本研究で考案した測定システムのブロックダイアグラムである。これらは、受感部、A/Dコンバータ、CPU、データ格納メモリ、出力装置、及び制御用プログラム (Fig.1.6) よりなっている。

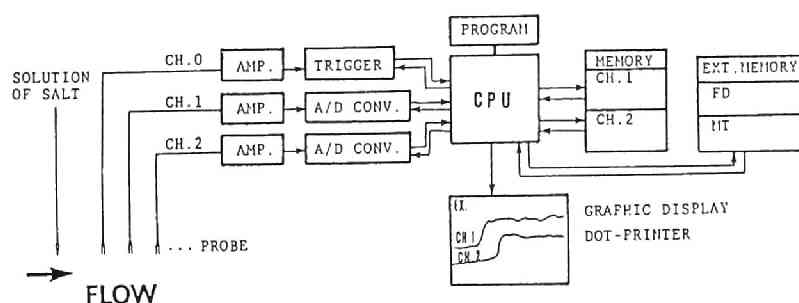


Fig. 1.5. Block diagram of the measuring system.

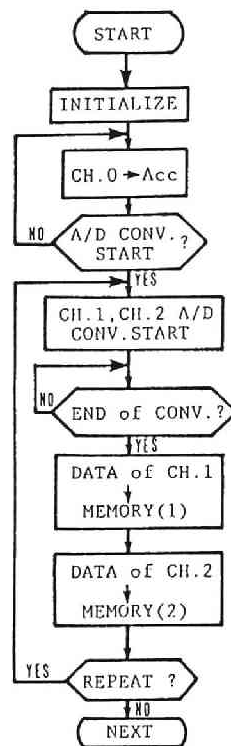


Fig. 1.6. Flow chart of the program.

塩水はパルスポンプ（日本フィーダ工業）を使用して流体中に注入される。プローブの先端には3つの受感部（CH.0 CH.2）が直列に並んでいる。先端のセンサー（CH.0）はトリガー用のセンサーで、このセンサーの変動により、他の2つのセンサーが測定動作に入るようになっている。A/D(Analogue-Digital)変換された信号は、マイクロコンピュータの内部メモリーに一時記憶し、処理速度を上げるようにしている。そして、そのデータの保存が必要ならば外部記憶装置のフロッピーディスクなどに保存した。

データは相互相関関数などの処理によるかデータを視覚的な装置に出力し処理する方法があり、後者によって処理している。データのサンプリングは最小約  $50 \times 10^{-6}$  sec である。データのA/D変換自体は約  $3 \times 10^{-6}$  sec である。しかしながら、2CH.を同一時刻でサンプリングするためやデジタル値の処理なども含めた総合的なデータの最小サンプリング時間間隔は  $0.65 \times 10^{-3}$  sec である。この条件での連続記録時間は約 200 秒である。

#### 1-4-2 プローブ

プローブはこの測定方法で最も重要な部分である。塩水の注入はできる限りシャープに注入される必要があるが、いくつかの試験によって、電磁バルブを使用した一定量のパルスポンプを使用した。塩水の拡散の効果を最小にするように、連続したセンサーの間隔が決められる。Fig.1.7(a) は3つのセンサーを有するプローブであり、そのセンサー間隔は5 mm である。流体に露出しているセンサーの面は非常に小さくしている。これは測定中にセンサーに付着する物質や電解的な腐食による感度の低下をもたらす原因を除去するためである。センサー間の距離が小さいと、サンプリング間隔を非常に小さくしなければならず、メモリーサイズを大きくしなければならない。

Fig.1.7(b) は別のタイプのプローブである。このセンサーの間隔は3 cm であり、センサー自身が流体に露出している部分は先のタイプよりも大きく成っており、電解的な腐食を防ぐために白金を使用している。この他にも別のタイプのセンサーをいくつか試作して実際に使用してみたが、Fig.1.7(b) で示したプローブが最も安定してデータを得ることができた。

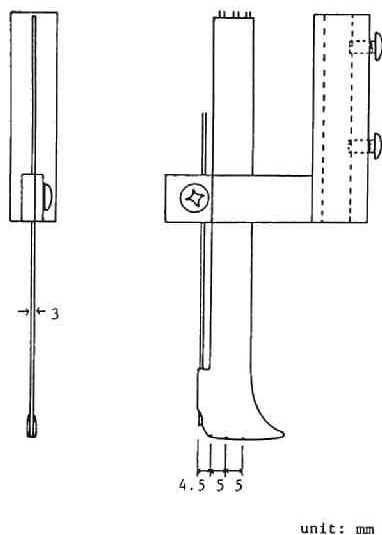


Fig. 1.7. (a) Probe, No.1.

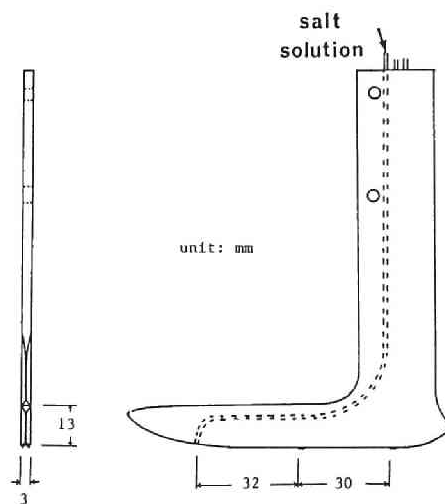


Fig. 1.7. (b) Probe, No.2.



### 1-4-3 測定システムの精度

測定システムの精度は、プローブの2つのセンサー間の距離測定精度と、塩水が通過する際の2つの信号の位相測定精度に依存している。2つのセンサー間の真の距離と時間の位相差を  $l, t$  とし、これらの値の測定誤差を  $\delta l, \delta t$  とすると、得られる流速の真の値を  $v$ 、その誤差を  $\delta v$  とすれば  $v + \delta v = (l + \delta l) / (t + \delta t)$  として得られる。No.1 のプローブについて言えば、 $l + \delta l$  は 5.0 mm で、 $|\delta t| \leq 0.1$  mm とするのが妥当であろう。また、 $\delta t$  の値は、サンプリングの時間間隔と2点間での電気伝導度の変化の形状に依存すると考えられる。このシステムでは、最小のサンプリング間隔は  $542 \times 10^{-6}$  sec であるが、電気伝導度の変化形状から最小サンプリング間隔の3倍程度の誤差が考えられるが、最小サンプリングで約10~15%の誤差がある。

No.2 のプローブは  $l + \delta l$  が 30.0 mm で、距離  $l$  の測定誤差は相対的に小さくなるが、センサーの距離が増大するのに伴う拡散の影響などがあり、結果的には2~5%の誤差は避けられない (Fig.1.9)。Fig.1.8 はデータの出力結果の一例であり、一つの点は、 $542 \times 10^{-6}$  sec である。

Fig.1.10 は清水の流れによって、ビトー管による測定結果と今回開発したプローブ No.2 を使用して得られた流速とを比較したものである。図中の白丸は2つのセンサーが測定した電気伝導度の変化の立ち上がり点の時間差から求めた流速を示し、黒丸は最初のピーク同士の時間差から流速を求めたものである。これらの結果をみるといずれの場合にも測定結果のバラつきは少ない。また、この測定方法はビトー管による流速測定結果と比較しても同程度の結果であり、粒子を高濃度に含む流れの測定においても流速測定が可能であると思われる。

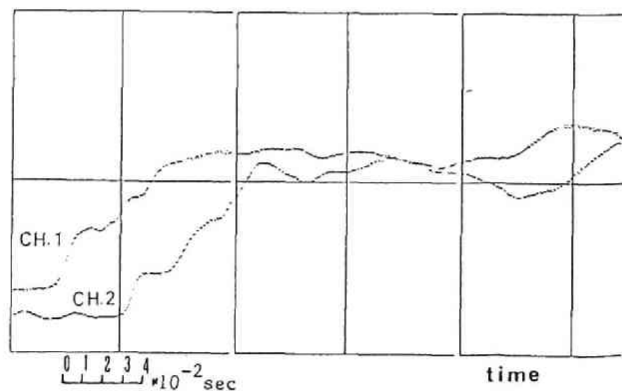


Fig. 1.8. A example of the signal curves.

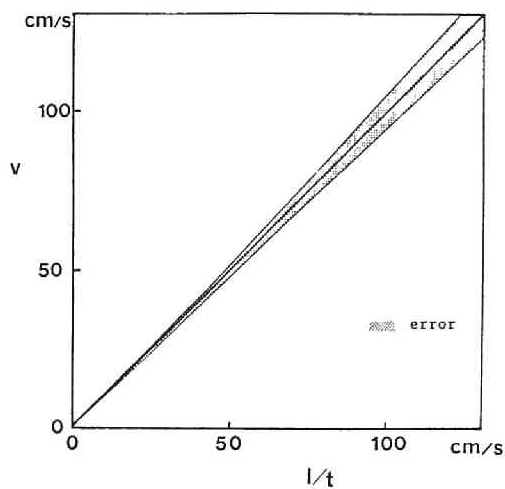


Fig. 1.9. Error band of the measured velocity.

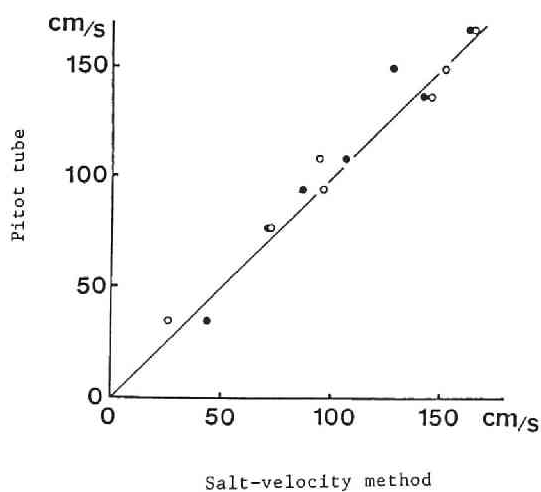


Fig. 1.10. Comparison of velocities obtained by Pitot tube and the devised system.

## 1-5 流速測定結果

### 1-5-1 実験の概要

長さ 12 m, 両側面アクリルで, 上流側 6m が幅 15 cm, 下流側 6 m が 12.5 cm の鋼製水路を用いた (Fig.1.11). 水路床はペンキ仕上げである. 実験砂は中央粒径  $d_{50} = 0.17$  mm, 密度  $\sigma = 2.62$  g/cm<sup>3</sup> である. 実験は上流側 6 m の水路に厚さ 10 ~ 15 cm の実験砂を敷き水で飽和状

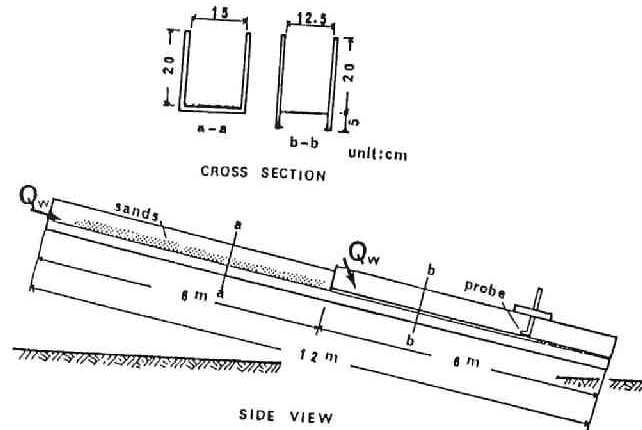


Fig. 1.11. Experimental flume.

態にした後、上流端より一定量の水を供給し、30秒から1分程度の定常的な高濃度の流れを生じさせた。濃度の制御は水路中央部で清水を給水することにより行い、濃度の測定は水路下流端で5～10秒間隔で採水し、断面平均濃度として測定した。水深方向の流速測定は水路下流端より約2～3 mの点で、水路中央部で測定した。

実験条件としては、水路勾配を $\theta = 10^\circ \sim 22^\circ$ 、容積濃度は $C = 0.12 \sim 0.33$ で行った。

#### 1-5-2 測定結果

Fig.1.12 および Fig.1.13 は流速分布測定結果の例で水路勾配 $\theta = 22^\circ$ 、容積濃度 $C = 0.31$ 、および $\theta = 11^\circ$ 、 $C = 0.12$ の条件における測定結果及び理論的な流速分布を示している。実験結果とともに示してある理論流速は対数則分布、比較的粒子が大きい石礫型土石流によく適合するダイラタント流体モデルによる次式、

$$\frac{u}{u_*} = \frac{2}{3} \left( \frac{h}{d} \right) \left[ \frac{1}{a_i \sin \alpha} \left\{ C + (1 - C) \frac{\rho}{\sigma} \right\} \right]^{\frac{1}{2}} \left[ \left( \frac{C_*}{C} \right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right] \left[ 1 - \left( 1 - \frac{y}{h} \right)^{\frac{2}{3}} \right] \quad (1-1)$$

および次章で述べる理論式である。対数則分布式は $\kappa = 0.4$ の場合と次章で述べるような $\kappa$ の値を用いたものが記されている。これらを見ると、ここで開発した流速計による実験値を用いて流動モデルの議論が可能になると思われる。

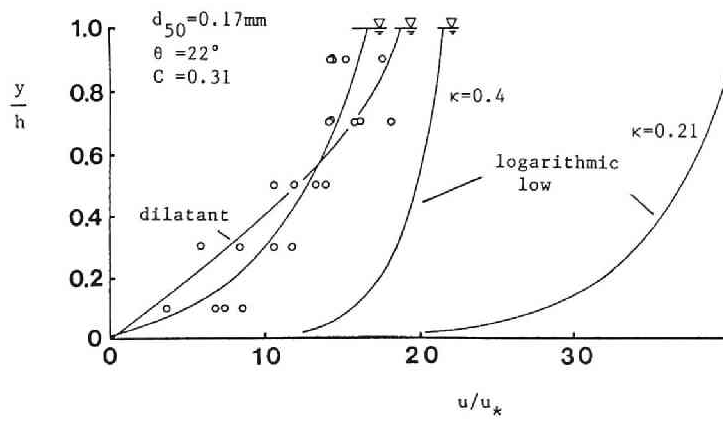


Fig. 1.12. Experimental results and some theoretical velocity profiles.

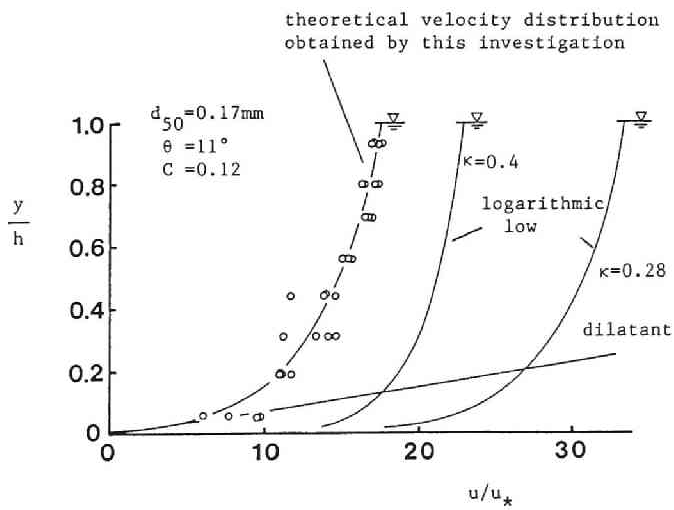


Fig. 1.13. Experimental results and some theoretical velocity profiles.

## 1-6 結 語

ここで開発した塩水法を応用した測定法は、側壁の影響が無視できるような水路中央部での測定が可能であり、容積濃度が0.4程度の高濃度の場合にも測定ができる。また、含有する粒子径や濃度などにも影響されにくく、データレコーダなどを用いることにより高速にデータの収録が可能のため比較的短時間の現象でも測定が可能である。また清水での測定も可能であるため、ピトー管などによる流速測定の検定にも用いることができる、などの特徴がある。これらのことを考慮すると、ここで述べた流速測定法は細粒径の粒子を高濃度に含む流れの流動機構を検討する上で有用な方法であると言えることができる。

## 参考文献

- 1) 大同淳之: 土石流に関する基礎的研究, 京都大学学位論文, 1970.
- 2) Savage, S.B. : Gravity flow of cohesionless granular materials in chutes and channels, J. Fluid Mech., Vol.92, 1979, pp. 53-96.
- 3) 例えば, 高橋 保: 土石流の発生と流動に関する研究, 京都大学防災研究所年報, 第20号 B, 1977, pp. 405-435.
- 4) Arai, M. and Takahashi, T. : A method for measuring velocity profiles in mud flows, Proc. 20th IAHR Congress, Moscow, Vol.3, 1983, pp. 279-286.

## 第 2 章 泥流型土石流の流動機構に関する研究

### 2-1 概 説

土石流には石礫型と泥流型があり、それぞれ異なった特性をもっているといわれている。従来、石礫型土石流については比較的多くの研究がなされてきて、その流動機構についても粒子の衝突効果に着目して、実用に供し得るような理論が示されてきている。一方、非常に微細な粒子からなる高濃度流れについては中国の黄河の洪水に関連した研究や化学工学の分野で研究がなされている。しかしながら、有珠山や桜島で観測されている泥流型の土石流では粒子はさほど微細ではなくその流動機構に関する研究は少ない。

ひるがえって、粒子流れに対する基礎的な研究についてみれば Goodman ら<sup>1),2)</sup> の巨視的立場からの解析、大島<sup>4)</sup> および Eringen<sup>5)</sup> のマイクロボラ流体としての理論や金谷<sup>6),7)</sup> の微視的運動を考慮した理論等が提唱されているが、これらはいずれも固体粒子とまわりの流体との相互作用を考慮していない。ところが、土石流では粒子をとりまく流体は水であり、その効果を無視することはできないであろうし、また、水と粒子群が一体となった流れが自由表面をもっているという難しい問題も含まれている。そのようなわけで土石流の内部機構に立ち入った基礎的な研究は数少ないが、実験的立場や実用的立場からの考察はいくらかなされてきている。たとえば、Sharp および Nobles<sup>8)</sup> や Curry<sup>9)</sup> はニュートン流体として粘性係数を論じ、大同<sup>10)</sup>、Johnson<sup>11)</sup>、Hampton<sup>12)</sup> をはじめとするビンガム流体としての取扱いも多い。また Bagnold<sup>13)</sup> は回転円筒型の実験装置によって粒子間応力を測定し、慣性領域ではダイラタント流体として取り扱えることを示した。その後、Savage<sup>14)</sup> は Bagnold の考えを発展させた。椿・橋本ら<sup>15)</sup> はさらに粒子間の接触摩擦にも着目した粒子間応力式を導いている。また、江頭・芦田ら<sup>16)</sup> は降伏応力、粒子の衝突および粒子間隙水の乱れの効果が重要であるとしている。

一方、高橋<sup>17),18)</sup> は Bagnold の慣性領域での分散応力の概念を適用して土石流の多くの特性が説明できることを明らかにした。その後、椿・橋本らも彼ら自身の粒子間応力の概念を用いて同様の議論を行った。これらの理論は流動深に対して比較的粒径の大きい場合には良く適合するが、流動深に対して構成粒子が小さくなると、明らかに流速を過大評価するなどの矛盾点を生ずる。構成粒子径が小さい場合には何か別の概念に基づく取扱いを必要としている。

そこで本章においては、このような流動深に対して構成粒子が小さい泥流型土石流の流動機構を明らかにすることを目的として、非粘着性の小さな粒子を高濃度に含む流れについて、その流速分布型や粒子の運動軌跡を詳細な実験によって調べた。その結果、粒子相互の衝突効果のほかに、粒子と流体とを一体とした流体塊の乱れの効果が重要であり、これを考慮に入れた流動モデルによって実験結果もうまく説明できることを明らかにしている。

## 2-2 細粒子を高濃度に含む流れの流動特性

### 2-2-1 流速分布

流れはそれ自身がもつ流動機構に特有の流速分布形を示し、流速分布を測定することは流れの流動機構を明らかにするうえで大変重要である。そこで第1章で述べたような塩水法を応用したプローブを用いた流速測定法で、泥流の流速分布を測定する。実験材料、および実験条件は Table 2.1 および Table 2.2 に示すように、土砂の中央粒子径  $d_{50} = 0.0099 \sim 0.099$  cm, 粒子密度  $\sigma = 2.58 \sim 2.76$  g/cm<sup>3</sup>, 粒子の充填容積濃度  $C_* = 0.55 \sim 0.57$  であり、水深  $h = 0.6 \sim 1.7$  cm, 流下中の粒子の容積濃度  $C = 0.1 \sim 0.42$ , 水路勾配  $\theta = 10^\circ \sim 20^\circ$  で実験を行った。

Table 2.1. Experimental materials.

Sand	Particle diameter	Density of particles	Maximum possible volume concentration
A	0.099	2.76	0.563
B	0.049	2.73	0.562
C	0.029	2.58	0.573
D	0.019	2.71	0.552
E	0.0099	2.75	0.557
	cm	g/cm <sup>3</sup>	

Table 2.2. Experimental conditions.

Series	Sand	Channel slope	Volume concentration	Depth	
1	A	20	0.42	1.5	1.7
2	B	20	0.42	1.0	1.4
3	C	10 - 20	0.096 - 0.35	0.65 - 1.2	
4	D	10 - 20	0.096 - 0.34	0.7 - 1.2	
5	E	10 - 20	0.086 - 0.35	0.7 - 1.1	
		DEG.		cm	

実験水路は Fig.1.11 に示したものと同じで、長さ 12 m、幅は下流側 6 m が 12.5 cm、上流側 6 m が 15 cm で、両側壁透明アクリル製の長方形水路である。水路床は下流側がペンキ仕上げの滑面で、上流側 6 m 区間には粗度が塗布してある。実験方法は、上流側 6 m 区間に土砂を約 10~15 cm の堆積厚に敷き、土砂を湿潤状態にした後、一定量の水を上流端より供給し続けて、泥流を発生させ、下流側 6 m の水路で測定を行った。流速分布の測定は下流端から 2~3 m 上流の水路中央部で行い、断面平均濃度の測定は下流端において 5 秒間隔で採水して測定した。所定の濃度を得るために、使用実験砂、水路勾配、給水量などとの関係を求めるための予備実験は十分に行った。また低濃度の流れを生じさせるためには、上下流区間の境界点において清水を供給して、流下してくる泥流に混合することにより得ている。

いくつかの流速分布形の測定例とダイラタント流体および清水の滑面乱流それぞれの流速分布形とを Fig.2.1 に示した。縦軸は水深で無次元化した高さ  $y/h$ 、横軸は表面流速  $u_s$  で無次元化した流速  $u/u_s$  で示した。ダイラタント流体モデルとしては次式を用いている。

$$\frac{u}{u_s} = \frac{2}{3} \left( \frac{h}{d} \right) \left[ \frac{1}{a_i \sin \alpha} \left\{ C + (1-C) \frac{\rho}{\sigma} \right\} \right]^{\frac{1}{2}} \left[ \left( \frac{C_*}{C} \right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right] \left[ 1 - \left( 1 - \frac{y}{h} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \quad (2-1)$$

ただし、 $u_*$ ：摩擦速度、 $\rho$ ：清水の密度で、 $a_i \sin \alpha = 0.022$  としている。

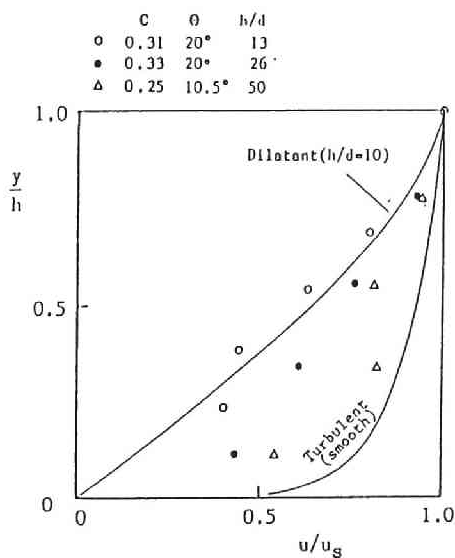


Fig. 2.1. Typical velocity profiles and the experimental results.



図中の白丸は容積濃度  $C = 0.31$ , 水深粒径比  $h/d = 13$  の場合の測定結果である。これは粒子の衝突効果が卓越するダイラタント流体モデルとよい一致を示しており, 粒子同士の衝突の効果が大きいことを示唆している。しかし, 黒丸の測定結果は  $C = 0.33$  とさらに濃度がわずかなではあるが高くなっているのにもかかわらず, 流速分布形はダイラタント流体モデルのそれから少しずれている。このことは土砂を高濃度に含む流れの場合, 濃度が高くなればなるほど粒子の衝突効果が他の効果よりも卓越するようになるという単純な推定があてはまらないことを示している。

土砂を高濃度に含む流れについては従来ビンガム流体とする考えがある。そこでビンガム流体の流速分布形の特徴をみることにする。一般に, ビンガム流体モデルではせん断降伏値を  $\tau_\eta$  として次のように表す。

$$\tau = \tau_\eta + \mu \frac{du}{dy} \quad (2-2)$$

ここに,  $\tau$ : せん断応力,  $\tau_\eta$ : せん断降伏値,  $\mu$ : 粘性係数。

これより, 勾配  $\theta$  の水路床上を水深  $h$  で定常的に流下している層流の様な流れについての流速分布式が次のように与えられる。

$$\frac{u}{u_*} = \frac{R_*}{2} \left[ \left( 1 - \frac{u_{*\eta}^2}{u_*^2} \right)^2 - \left\{ \left( 1 - \frac{u_{*\eta}^2}{u_*^2} \right) - \frac{y}{h} \right\}^2 \right] \quad (2-3)$$

ここに,  $R_* = u_* h / \nu$ ,  $u_{*\eta}^2 = \tau_\eta / \rho_m$ ,  $u_* = \sqrt{gh \sin \theta}$ ,  $\rho_m \{= \rho + (\sigma - \rho)C\}$ : 見かけの平均密度,  $\rho$ : 水の密度。

Fig.2.2 に  $\tau_\eta = 0$  の場合と,  $(1 - u_{*\eta}^2 / u_*^2) = 0.6$  すなわち相対水深  $y/h = 0.6$  で作用せん断力がせん断降伏値に等しくなる場合の, ビンガム流体の流速分布形がダイラタント流体, 滑面乱流の流速分布形とともに示されている。ビンガム流体モデルの特徴はせん断降伏値  $\tau_\eta$  が存在するため, 作用せん断力  $\tau$  が  $\tau_\eta$  より小さいところでは栓流を生じることにある。しかしながら, 実験結果からはいずれも栓流は認められず, 流速分布形から判断してここで対象としている現象へのビンガム流体モデルの適用は難しいと思われる。

Fig.2.1 の  $C = 0.25$ ,  $h/d = 50$  の場合ではダイラタント流体モデルの流速分布形から大きくはずれ, むしろ乱流の流速分布形に近づいている。  $C = 0.25$  という濃度は粒子と粒子の平均的な間隔  $b$  が粒子径  $d$  の約 3 分の 1 ( $b = d/3$ ) 程度であり, 通常の浮遊砂の概念からすればきわめて高濃度であるといえる。それにもかかわらず乱流の流速分布形に近づいているが, 実際に乱流になっているかどうか流速分布形からだけでは明かではなく, さらに内部機構を明らかにする必要がある。

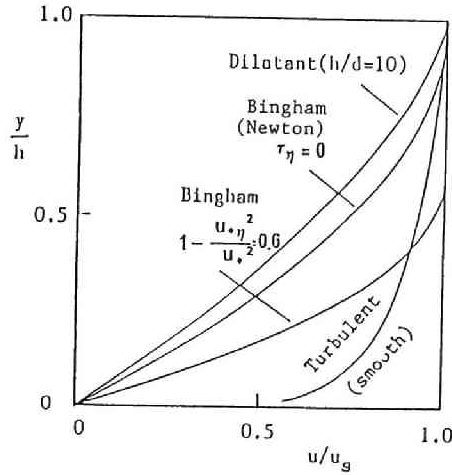


Fig. 2.2. Typical velocity profiles.

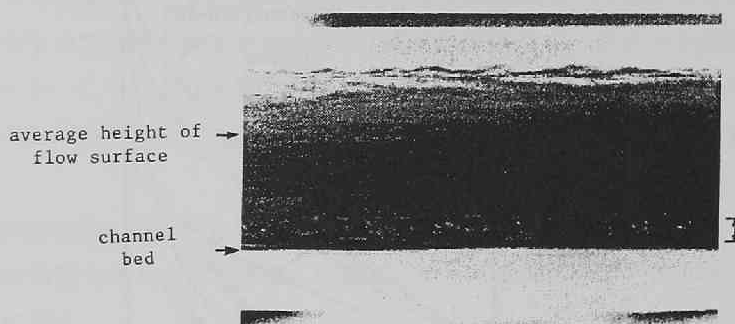
## 2-2-2 粒子の運動軌跡

### (1) 流れの内部構造

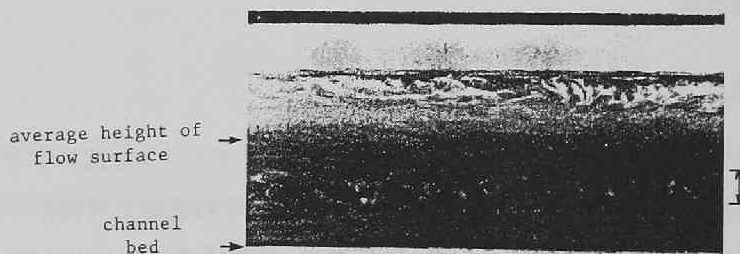
流れの内部構造を調べる方法として 35 mm モータドライブカメラを流れと平行に、流れの平均流速程度で移動させながら水路側壁を通して撮影し、粒子の軌跡を可視化した。シャッタースピードは 1/30 sec である。Photo 2.1 (a) および (b) は粒径  $d_{50} = 0.049$  cm, 濃度  $C = 0.38$  の流れの例である。写真下部の白い部分が水路床であり、側壁に沿って水面の上昇がみられるので水深が大きく写っているが、横断面内の平均的な水面は矢印付近にある。Photo 2.1(a) は水路床近傍、(b) は流れの中央深さ付近における粒子運動の様子であるが、粒子が水深方向にも運動していて渦を巻いていることがうかがえる。

### (2) 一粒子の運動軌跡

流れの中の一粒子の運動軌跡を解析するために、水路の下流端より約 2.5 m の位置で流れを 16 mm の高速度カメラで撮影した。フィルムのコマ送り速度は 1000 コマ/sec である。



(a) In the neighborhood of the bed.



(b) At the medium height of the flow.

Photo 2.1. Traces of motion of the particles  $C = 0.38$ ,  $d_{50} = 0.049$  cm.

実験結果の例を Fig.2.3(a), (b) に示す. 軌跡は流下方向への移動座標系で示した. すなわち,  $\Delta t$  時間内の平均流速を  $u$ , 座標の移動速度を  $u_0$  とし, 流下方向の座標を  $(u - u_0)\Delta t$  の長さの単位で表した. また水深方向の座標は河床からの位置  $y$  および相対水深  $y/h$  で表した. したがって図中の矢印は移動座標系で一粒子が  $\Delta t (=0.004 \text{ sec})$  間に移動した距離と方向を示している. また図中に示した円は実験砂の代表粒径  $d_{50}$  の大きさを示すとともに, その濃度における粒子の平均的な相対位置関係を示している.

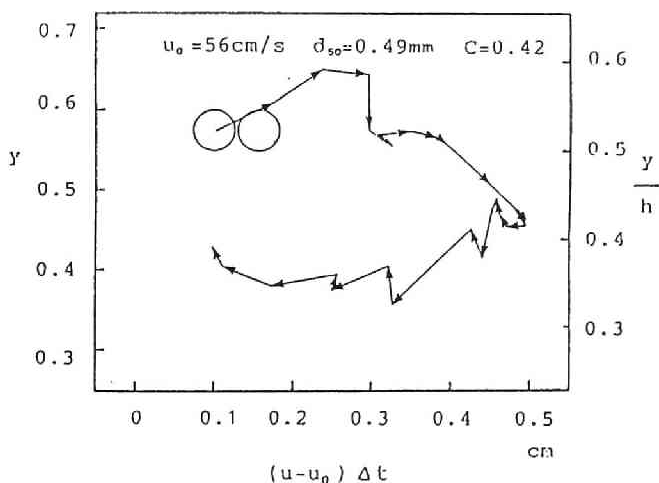


Fig. 2.3. (a) Motion of a particle.

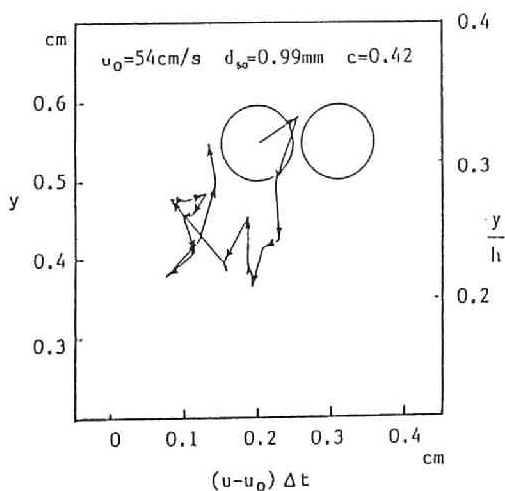


Fig. 2.3. (b) Motion of a particle.

### (3) 考 察

Fig.2.3 は一粒子の運動軌跡であるが、Photo 2.1 でも明かなように、マクロ的には粒子を含んだある大きさの流体塊が渦運動に近い動きをしていることが認められる。このように、容積濃度が 0.4 程度の高濃度の流れであっても、ここで対象としているような非粘着性粒子の場合、流れは必ずしも層流状になっているのではなく、ある大きさの流体塊が水深方向にも運動しており、レイノルズ応力に相当する応力が作用していることが明かとなった。

## 2-3 流動モデル<sup>19)</sup>

### 2-3-1 混合・衝突モデル

高濃度に土砂を含む流れの内部において生じるせん断応力には、水それ自身がもつ粘性による応力、粒子相互の電気化学的な吸引力による応力、粒子の接触による摩擦力、粒子間の間隙水の乱れによる応力、粒子と水が一体となったある大きさの流体塊の乱流混合による応力、粒子相互の衝突によって生じる応力などが考えられ、次式のように表すことができよう。

$$\tau = \tau_{\mu 0} + \tau_{cs} + \tau_{\mu s} + \tau_{t0} + \tau_t + \tau_d \quad (2-4)$$

ここに、 $\tau_{\mu 0}$ ：水の粘性応力、 $\tau_{\mu s}$ ：粒子間の粘性応力、 $\tau_{cs}$ ：粒子の接触摩擦応力、 $\tau_{t0}$ ：間隙水の乱れによる応力、 $\tau_t$ ：粒子を含む流体塊の乱れ応力、 $\tau_d$ ：粒子の衝突による応力。

ところで、我国で見られるような比較的細かな粒子を高濃度に含む泥流型土石流においては、粘土に相当する粒子の含有量は少なく、代表粒径の大きさは数 mm のオーダーかせいぜいそれより 1 オーダー低い程度のものが多い。このような粒子径では流れの中における粒子間の電気化学的吸引力はほとんど無視できる程度であろう。したがって、フロック状の凝集作用もないものと予想されるので、水および粒子を含んだ見かけ上の流体の粘性は小さく、本研究が対象としているような流れでは渦動粘性に比べて無視することができよう。ところで、Bagnold の実験によれば、慣性項が大きな領域においては粒子の衝突効果が大きい。しかし、線濃度  $\lambda$  が 14.5 より大きくなると反発モデルでは十分説明できないことも示しており、線濃度が 12 未満で反発モデルによる式が適応できるとしている。これは線濃度が 12 を越えると粒子相互の接触による応力が無視できないものとなることを表しているように思われる。ここでは慣性項が卓越する領域であるとともに、線濃度で 12 未満についての流れを対象にすれば粒子の接触摩擦の項は無視することができよう。間隙水の乱れによる応力は粒子を伴った流体塊の乱れや衝

突に伴う粒子の分散応力に比べるとかなり小さいとして考慮しないものとする。したがって対象としている流れについては

$$\tau = \tau_t + \tau_d \quad (2-5)$$

のように考える。ここで、流れの流下方向を  $x$ 、これと直角な水深方向を  $y$  とし、 $x$  方向の平均流速を  $u$  とする。乱れによる応力はレイノルズ応力に対応するものと考えて次のように表す。

$$\tau_t = \rho_m l^2 \left( \frac{du}{dy} \right)^2 \quad (2-6)$$

ここに、 $l$  は混合距離である。

一方、粒子の分散応力について Bagnold が明らかにしているところによれば、主流方向のせん断応力は、

$$\tau_d = a_i \sin \alpha \sigma (\lambda d)^2 \left( \frac{du}{dy} \right)^2 \quad (2-7)$$

ここに、 $\lambda = \{(C_*/C)^{1/3} - 1\}^{-1}$  : 線濃度、 $a_i$  : 定数、 $\alpha$  : 粒子の衝突角である。

これは粒子が平均的には一様に分布しており、均等に並んでいることを仮定している。そして先に述べたように慣性領域において線濃度が 12 未満の場合によく適合することが実験的に確かめられている。したがって式 (2-5) の関係を

$$\tau = \rho_m l^2 \left( \frac{du}{dy} \right)^2 + a_i \sin \alpha \sigma (\lambda d)^2 \left( \frac{du}{dy} \right)^2 \quad (2-8)$$

と表す。

ところで、河床から  $y$  の高さにおけるせん断力は

$$\tau = g \sin \theta \int_y^h [\rho + (\sigma - \rho)C] dy \quad (2-9)$$

であるから、流れの中の粒子の容積濃度  $C$  が水深方向に一様であるとすれば

$$\tau = g \sin \theta [\rho + (\sigma - \rho)C](h - y) = \rho_m g \sin \theta (h - y) \quad (2-10)$$

となる。したがって、平衡状態を考えると、式 (2-8) および (2-10) より次式の関係が成り立つ。

$$\rho_m g \sin \theta (h - y) = \rho_m l^2 \left( \frac{du}{dy} \right)^2 + a_i \sin \alpha \sigma (\lambda d)^2 \left( \frac{du}{dy} \right)^2 \quad (2-11)$$

ここで、混合距離が  $l = \kappa y$  と書けるものとし、 $y \ll h$  について考え、 $y = y_0$  で  $u = u_0$  とし  
て解くと、流速分布式は次式のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{(u - u_0)}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \left[ \ln \left| \frac{y}{h} + \sqrt{\left( \frac{y}{h} \right)^2 + \lambda^2 \left( \frac{a_i \sin \alpha}{\kappa^2} \right) \left( \frac{\sigma}{\rho_m} \right) \left( \frac{d}{h} \right)^2} \right| \right. \\ \left. - \ln \left| \frac{y_0}{h} + \sqrt{\left( \frac{y_0}{h} \right)^2 + \lambda^2 \left( \frac{a_i \sin \alpha}{\kappa^2} \right) \left( \frac{\sigma}{\rho_m} \right) \left( \frac{d}{h} \right)^2} \right| \right] \end{aligned} \quad (2-12)$$

上式はまた逆双曲線関数を用いて

$$\frac{(u - u_0)}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \left\{ \sinh^{-1} \left( \frac{Y}{\phi} \right) - \sinh^{-1} \left( \frac{Y_0}{\phi} \right) \right\} \quad (2-12a)$$

とも書くことができる。

ただし、

$$Y = \frac{y}{h}, \quad Y_0 = \frac{y_0}{h}, \quad \phi^2 = \lambda^2 \left( \frac{a_i \sin \alpha}{\kappa^2} \right) \left( \frac{\sigma}{\rho_m} \right) \left( \frac{d}{h} \right)^2$$

である。

ところで、式 (2-12) は  $\lambda = 0$  すなわち  $C = 0$  のときに清水の流速に一致すると考える。滑面における清水の流速を

$$\frac{u}{u_*} = 5.5 + \frac{1}{\kappa_0} \ln \frac{u_* y}{\nu_0} \quad (2-13)$$

ここに,  $\kappa_0$ : 清水のカルマン定数 (=0.4),  $\nu_0$ : 水の動粘性係数.

とし,  $y = y_0$  で  $u = 0$  とすると

$$y_0 = \frac{a}{u_*}, \quad \text{ただし} \quad a = \frac{1}{9.025} \quad (2-14)$$

となる. したがって, 滑面における泥流型土石流の流速分布式は式 (2-12) より

$$\begin{aligned} \frac{u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} & \left[ \ln \left\{ \frac{y}{h} + \sqrt{\left( \frac{y}{h} \right)^2 + \lambda^2 \left( \frac{a_i \sin \alpha}{\kappa^2} \right) \left( \frac{\sigma}{\rho_m} \right) \left( \frac{d}{h} \right)^2} \right\} \right. \\ & \left. - \ln \left\{ \frac{a}{R_*} + \sqrt{\left( \frac{a}{R_*} \right)^2 + \lambda^2 \left( \frac{a_i \sin \alpha}{\kappa^2} \right) \left( \frac{\sigma}{\rho_m} \right) \left( \frac{d}{h} \right)^2} \right\} \right] \end{aligned} \quad (2-15)$$

ただし,  $R_* = u_* h / \nu_0$ , または,

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \left\{ \sinh^{-1} \left( \frac{Y}{\phi} \right) - \sinh^{-1} \left( \frac{a}{\phi R_*} \right) \right\} \quad (2-15a)$$

となる.

同様に, 粗面の場合の清水の流速を

$$\frac{u}{u_*} = 8.5 + \frac{1}{\kappa_0} \ln \frac{y}{k_s} \quad (2-16)$$

ここに,  $k_s$  を粗度高さとすると式 (2-12) の  $y_0$  は

$$y_0 = b k_s, \quad \text{ただし} \quad b = \frac{1}{30} \quad (2-17)$$



である。したがって、粗面における流速分布式は

$$\begin{aligned} \frac{u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} & \left[ \ln \left\{ \frac{y}{h} + \sqrt{\left( \frac{y}{h} \right)^2 + \lambda^2 \left( \frac{a_i \sin \alpha}{\kappa^2} \right) \left( \frac{\sigma}{\rho_m} \right) \left( \frac{d}{h} \right)^2} \right\} \right. \\ & \left. - \ln \left\{ \frac{bk_s}{h} + \sqrt{\left( \frac{bk_s}{h} \right)^2 + \lambda^2 \left( \frac{a_i \sin \alpha}{\kappa^2} \right) \left( \frac{\sigma}{\rho_m} \right) \left( \frac{d}{h} \right)^2} \right\} \right] \end{aligned} \quad (2-18)$$

または

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \left\{ \sinh^{-1} \left( \frac{Y}{\phi} \right) - \sinh^{-1} \left( \frac{bk_s}{\phi h} \right) \right\} \quad (2-18a)$$

と表すことができる。

導かれた流速式 (2-15) の水深および表面流速で無次元化した分布形は Fig.2.4 のようである。図中には容積濃度が  $C = 0.3$  および  $0.2$ , 水深・粒径比が  $h/d = 10$ , および  $50$  の場合について示してある。 $C = 0.3$  の場合, 他の条件が同じであれば  $h/d$  が大きくなると乱れの項が相対的に大きくなり流速分布形も清水乱流の流速分布形に近づくことがわかる。また  $h/d = 50$  の場合, 容積濃度が  $C = 0.3$  から  $0.2$  に低くなると, 相対的に粒子の衝突効果が小さくなり清水乱流の流速分布形に近づく。

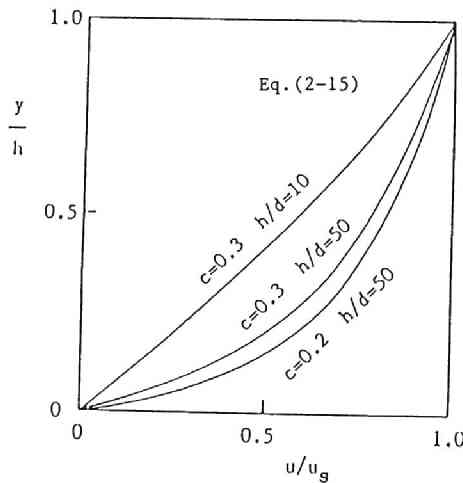


Fig. 2.4. The theoretical velocity profiles.

### 2-3-2 適応条件

前節で導かれた式の適応条件について検討する．式 (2-5) において粒子は間隙水の乱れによって浮遊していると考えている．そこで Bagnold による分散圧力

$$p = a_i \sigma \lambda^2 d^2 \left( \frac{du}{dy} \right)^2 \cos \alpha \quad (2-19)$$

と，せん断力

$$\tau = p \tan \alpha \quad (2-20)$$

の概念に間隙水の乱れによって受け持たれるせん断力  $\tau_f$  を付加して開水路に適用すれば，それぞれ

$$a_i \sigma \lambda^2 d^2 \left( \frac{du}{dy} \right)^2 \cos \alpha = \int_y^h (\sigma - \rho) C g \cos \theta dy \quad (2-21)$$

$$\tau_f + a_i \sigma \lambda^2 d^2 \left( \frac{du}{dy} \right)^2 \sin \alpha = \int_y^h [(\sigma - \rho) C + \rho] g \sin \theta dy \quad (2-22)$$

と書くことができよう．水深方向に一樣濃度であるとする，式 (2-21), (2-22) より底面における間隙水の受け持つせん断力  $\tau_{0f}$  は

$$\tau_{0f} = \rho_0 g h \sin \theta \left[ \left( \frac{\sigma}{\rho_0} - 1 \right) \left( 1 - \frac{\tan \alpha}{\tan \theta} \right) C + 1 \right] \quad (2-23)$$

したがって間隙流体の摩擦速度  $u_{*f}$  は

$$u_{*f} = \sqrt{\frac{\tau_{0f}}{\rho}} \quad (2-24)$$

で定義し、粒子の沈降速度を  $w_s$  とすれば、清水中の浮遊砂の浮遊限界に対する類推から

$$u_{*f} \geq w_s \quad (2-25)$$

という関係を満たす必要があるものと推察される。式 (2-23), (2-24) より

$$u_{*f} = \sqrt{gh \sin \theta} \left[ \left( \frac{\sigma}{\rho} - 1 \right) \left( 1 - \frac{\tan \alpha}{\tan \theta} \right) C + 1 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2-26)$$

を得る。また、粒子の沈降速度として Rubey の式を用いると

$$w_s = \sqrt{\left( \frac{\sigma}{\rho} - 1 \right) gh F} \quad (2-27)$$

である。ここで、 $F$  は粒径  $d$  や流体の動粘性係数  $\nu_0$  などの関数であり、

$$F = \sqrt{\frac{2}{3} + \frac{36\nu^2}{sgd^3}} - \sqrt{\frac{36\nu^2}{sgd^3}}, \quad s = \frac{\sigma}{\rho} - 1 \quad (2-27)$$

で与えられる。したがって式 (2-25) は

$$\frac{h}{d} \geq \frac{\left( \frac{\sigma}{\rho} - 1 \right) F^2}{\sin \theta \left[ \left( \frac{\sigma}{\rho} - 1 \right) \left( 1 - \frac{\tan \alpha}{\tan \theta} \right) C + 1 \right]} \quad (2-28)$$

となる。上式は式 (2-25) の関係を満足させるためには水深・粒径比が右辺の値より大きいことが必要であることを示している。

ここで、 $\alpha=30^\circ$ ,  $\sigma/\rho=2.65$ ,  $d_{50}=0.02$  cm,  $\nu_0=0.01$  cm<sup>2</sup>/s として、容積濃度  $C=0.2, 0.3, 0.4$  における例を Fig.2.5 に示した。また、行った実験ケースも図中に示している。図の実線の右側でのみ式 (2-15) 等の混合と衝突の効果を考えるモデルが適用できるものと思われる。

式 (2-28) は  $d$  が非常に小さくなれば簡単に成立するようになるが、粘土粒子のように細くなれば粒子間の電気化学的吸引力が無視できなくなり、ここでの議論は成立しなくなる。ま

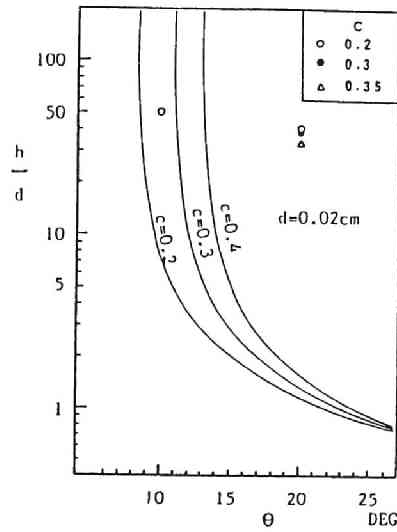


Fig. 2.5. Domain in which the mixing-collision model is satisfied.

た, 衝突応力に関して慣性領域の流れを対象にしており, 濃度が極端に大きい場合は対象外であることも注意する必要がある。

### 2-3-3 モデルの適用

#### (1) 流速分布

前節で導いた流速式と実験値との関係をもてみることにする。多くの実験を行いその流速分布を得ているが<sup>23),24)</sup>, ここではその一例の Fig.2.1 で示した実験結果について述べることにする。

Fig.2.6 は理論と実験との比較である。実験値は粒径, 濃度, 水深・粒径比などが異なったものであり, ダイラタント流体モデルや乱流モデルでは流速分布形が濃度の変化によってほとんど変わらないが, ここで述べた混合・衝突モデルによる式 (2-15) は実験結果とよく対応している。ビンガム流体モデルはせん断降伏値の値によって流速分布形が大きく変わるが, 実験結果からは栓流は認められず, 流速分布形もビンガム流体モデルの適応が難しいことを示している。Fig.2.7 は前節で述べた粒子の運動軌跡を調べた実験での流速分布と式 (2-15) による値とを示している。  $C=0.42$  という高濃度流れにおいても流速分布形のみならず流速の絶対値もよく説明されている。ただし,  $a_i \sin \alpha = 0.022$  とし,  $\kappa$  は後述のような値を用いている。

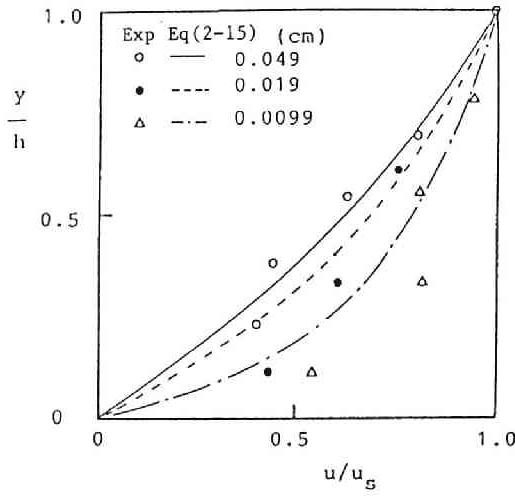


Fig. 2.6. Comparison of the experimental velocity profiles with the theory.

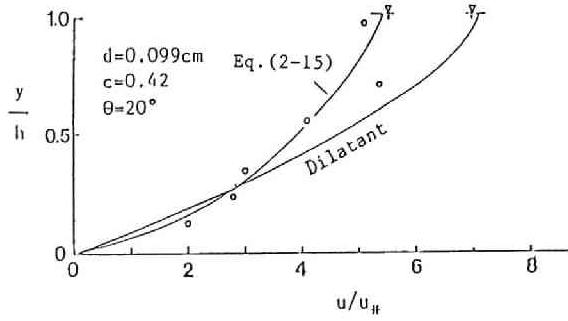


Fig. 2.7. The theoretical velocity profiles and the experimental results.

## (2) 抵抗則

式 (2-15) および (2-18) を積分して断面平均流速  $U$  を求めると、

$$\begin{aligned}
 \frac{U}{u_*} = & \frac{1}{\kappa} \left[ \ln \left\{ 1 + \sqrt{1 + \lambda^2 \left( \frac{a_i \sin \alpha}{\kappa^2} \right) \left( \frac{\sigma}{\rho_m} \right) \left( \frac{d}{h} \right)^2} \right\} - \ln \left\{ Y_0 + \sqrt{Y_0 + \lambda^2 \left( \frac{a_i \sin \alpha}{\kappa^2} \right) \left( \frac{\sigma}{\rho_m} \right) \left( \frac{d}{h} \right)^2} \right\} \right. \\
 & \left. - \sqrt{Y_0 + \lambda^2 \left( \frac{a_i \sin \alpha}{\kappa^2} \right) \left( \frac{\sigma}{\rho_m} \right) \left( \frac{d}{h} \right)^2} + \sqrt{\lambda^2 \left( \frac{a_i \sin \alpha}{\kappa^2} \right) \left( \frac{\sigma}{\rho_m} \right) \left( \frac{d}{h} \right)^2} \right]
 \end{aligned} \tag{2-29}$$

または

$$\frac{U}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \left\{ \sinh^{-1} \left( \frac{1}{\phi} \right) - \sinh^{-1} \left( \frac{Y_0}{\phi} \right) - \sqrt{1 + \phi^2} + \phi \right\} \quad (2-29a)$$

ただし,

$$Y_0 = \frac{y_0}{h}, \quad \phi^2 = \lambda^2 \left( \frac{a_i \sin \alpha}{\kappa^2} \right) \left( \frac{\sigma}{\rho_m} \right) \left( \frac{d}{h} \right)^2, \quad \lambda = \{ (C_*/C)^{1/3} - 1 \}^{-1}$$

と表すことができる.  $y_0$  は式 (2-14), および (2-17) で表すように河床の粗滑によって求まる.

Fig.2.8 に流速係数  $U/u_*$  と  $h/d$  の関係の実験値と代表的な条件での式 (2-29) およびダイラタント流体モデルの平均流速式

$$\frac{U}{u_*} = \frac{2}{5} \left[ \frac{1}{a_i \sin \alpha} \left\{ C + (1 - C) \frac{\rho}{\sigma} \right\} \right]^{\frac{1}{2}} \left\{ \left( \frac{C_*}{C} \right)^{\frac{1}{3}} - 1 \right\} \left( \frac{h}{d} \right) \quad (2-30)$$

を比較する形で示している<sup>24)</sup>. ダイラタント流体モデルは  $h/d$  が大きくなるとそれに比例して  $U/u_*$  も大きくなるが, 本流体モデルは  $h/d$  が大きくなるとある値に漸近するような傾向を示す. 実験結果はあまり大きな  $h/d$  のものはないが式 (2-29) と比較的良好に対応している.

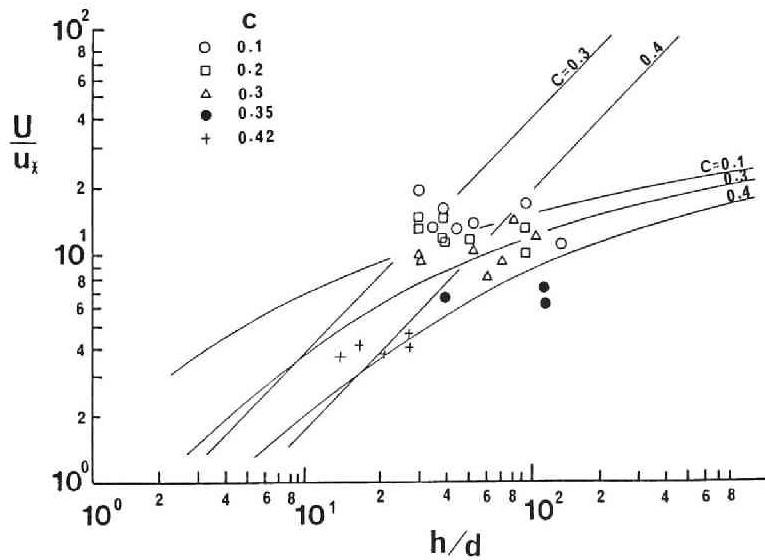


Fig. 2.8.  $U/u_*$  versus  $h/d$ .

## 2-4 カルマン定数

### 2-4-1 理論

ここで述べている混合・衝突モデルにおいて、流体と粒子が一体となった流体塊の混合距離を  $l = \kappa y$  と仮定している。従来の浮遊砂を対象とした場合には粒子の容積濃度は高濃度であるとしてもせいぜい 3 パーセント程度以下であり、ここで対象としているような高濃度の流れについてはそのまま適用することはできず、基礎方程式にもどって検討する必要がある。

日野<sup>25)</sup>は、次式のように、エネルギー平衡方程式と Elliot, Kao の乱れの加速度方程式から、粒子を含む流れの乱流構造を明らかにし、そのカルマン定数を導いている。

エネルギー平衡式：

$$\begin{aligned} \rho_a U_*^2 \frac{dU}{dy} \int_{y/h}^1 \frac{\rho[1 + (\gamma - 1)c]}{\rho_a} d\left(\frac{y}{h}\right) \\ = \alpha_1(1 - \alpha^3 C) \frac{\tilde{u}^3}{L} + \rho(\gamma - 1)w_s g C + W_p + [\text{Diffusion}] \end{aligned} \quad (2-31)$$

加速度平衡式：

$$l \left( \frac{dU}{dy} \right)^2 = f_n(C) l_0 \left( \frac{dU}{dy} \right)^2 + B g l_c (\gamma - 1) \frac{\rho}{\rho_m} \frac{dC}{dy} \quad (2-32)$$

ここに、 $l_0$ ：機械的応力による混合距離、 $l_c$ ：浮力による混合距離、 $f_n(C)$ ：流体塊と固体粒子群との衝突による加速度の減殺効果を表す濃度  $C$  に関する関数、 $\tilde{u} = \sqrt{u'^2}$ 、 $(\gamma - 1)$ ：粒子の水中比重、 $\rho_m$ ：流れの見かけ密度、 $\rho_a$ ：粒子を浮遊した流れの断面平均単位質量、 $\alpha$ ：定数、 $\alpha_1 = \alpha^3 \{1 + \int_0^h (C - C_a)/C_a dy\}$ 、 $C_a$ ：断面平均容積濃度、 $W_p$ ：粒子の回転や周囲の流体との相対運動のためのエネルギー逸散率、 $B$ ：定数で日野によれば 13 に等しい。

これらの方程式から、日野は浮遊砂を含む流れの渦径  $L$  と清水での渦径  $L_0$  との比として次式を得た。

$$\frac{L_0}{L} = \frac{1}{2f_n(C)} [1 + (1 + 4f_n(C)B\kappa_0 s_1)^{1/2}] \quad (2-33)$$

ただし、

$$s_1 = \frac{g(\gamma-1)w_s}{u_*^3 \ln(h/\delta)} \int_\delta^h \frac{C}{[1 + (\gamma-1)C]} dy \quad (2-34)$$

であり,  $\kappa_0$ は清水に対するカルマン定数である. ここで,  $f_n(C)$ を次のような多項展開として近似している.

$$\frac{1}{f_n(C)} = 1 + \beta C_a + O(C_a^2) \quad (2-35)$$

これより, 浮遊砂を対象とするような場合には, 容積濃度は数パーセント以下であるため上式の2次以降の項を無視し, また流体の見かけの平均密度も1として近似し, 次式のように浮遊砂でのカルマン定数 $\kappa$ を得ている.

$$\frac{\kappa_0}{\kappa} = \frac{(1 + \beta C_a)}{2} [1 + \{1 + 4B\kappa_0(1 + \beta C_a)s_1\}^{\frac{1}{2}}] \quad (2-36)$$

ただし,

$$s_1 = \frac{g(\gamma-1)w_s C_a (h-\delta)}{u_*^3 \ln(h/\delta)} \quad (2-37)$$

ここに,  $\kappa_0$ : 清水のカルマン定数 (0.4),  $\delta$ : 粘性底層,  $h$ : 水深,  $\beta$ : 定数 (日野によれば 2)

しかしながら, 高濃度の場合には加速度の減殺効果を表す  $1/f_n(C)$  の関数を線形近似として取り扱うことでは十分ではなく, 少なくとも次式のように2次の項まで考慮すべきである.

$$\frac{1}{f_n(C)} = 1 + \beta_1 C_a + \beta_2 C_a^2 \quad (2-38)$$

したがって, 式 (2-36) および (2-37) が導かれた同様な方法を用いれば, 次式のようにカルマン定数が表される<sup>26)</sup>.

$$\frac{\kappa_0}{\kappa} = \frac{(1 + \beta_1 C + \beta_2 C^2)}{2} [1 + \{1 + 4B\kappa_0(1 + \beta_1 C + \beta_2 C^2)s_1\}^{\frac{1}{2}}] \quad (2-39)$$



ここで,

$$s_1 = \frac{g(\gamma-1)w_s}{u_*^3 \ln(h/\delta)} \frac{C(h-\delta)}{1 + (\gamma-1)C} \quad (2-40)$$

ここに,  $\beta_1$ ,  $\beta_2$  は定数で, 実験より  $\beta_1$  を日野の定数 2 とすると,  $\beta_2$  は -4 とすることができる.

## 2-4-2 考 察

流速式 (2-15) および (2-18) が実験結果とよく適合するように  $\kappa$  を逆算して, Fig.2.9 にプロットしている. 従来の浮遊砂に関するカルマン定数は式 (2-36), (2-37) によって表されており, 図中の実線のようなものである. 図中の白丸は容積濃度が 0.2 未満 ( $C < 0.2$ ) の場合であり, 黒丸は 0.2 以上 ( $C \geq 0.2$ ) の場合である. この図から, 濃度が 0.2 未満 ( $C < 0.2$ ) の場合には従来の式でも比較的よく適合しているが, 濃度が 0.2 以上 ( $C \geq 0.2$ ) ではあまりよく適合していない. 一方, 粒子群の混合による加速度の減殺効果を 2 次の項まで考慮した式 (2-39) および (2-40) の関係を Fig.2.10 に示している. 図からも明らかにように, 濃度が 0.2 以上であっても比較的よく理論値と一致していることがわかる. Fig.2.11 は濃度  $C$  と  $\kappa$  との関係を示したもので, 図中には実験値  $\kappa$  とともに, 式 (2-36) と式 (2-39) が破線及び実線でそれぞれ示されている. 実験結果から, 濃度  $C$  が 0.2 から 0.3 程度までは  $\kappa$  の値が減少するものの, それ以上の高濃度では同程度の値か, むしろ増加する傾向にある. 従来の浮遊砂を対象とした式 (2-36) が濃度  $C$  の増加とともに  $\kappa$  が減少するのに対し, 式 (2-39) の定数  $\beta_1$ ,  $\beta_2$  を適切に決めることにより, 濃度  $C$  の増加にともなう  $\kappa$  の値をより適切に表している.

## 2-5 結 語

粒子を高濃度に含む流れには従来ダイラタント流体モデルおよびビンガム流体モデルの考え方がありますがそれらの考えではうまく説明し得ない領域の泥流型土石流を対象として議論を行った. すなわち, 非粘着性の粒子を線濃度で 12 以下程度に含んでいる慣性領域の流れにおいては, 水深・粒径比が大きい場合, 粒子同士の衝突効果の他に粒子と流体が一体となったある大きさの乱れがあることを示し, 乱れと粒子の衝突の効果を考慮した流速式 (2-12), (2-15) および (2-18) を導いた. そしてそれらが実験結果をよく説明していることを示した.

また, このような高濃度の流れにおけるカルマン定数は式 (2-39) および (2-40) のように表されることを示した.

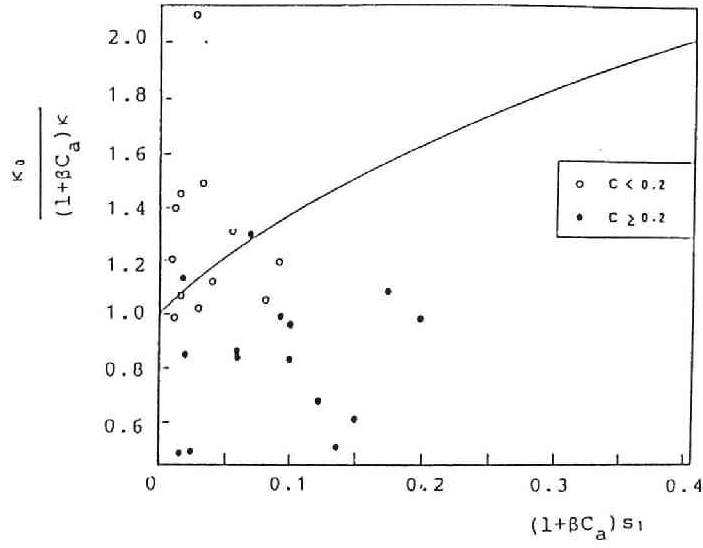


Fig. 2.9. Relationship between  $\frac{\kappa_0}{(1+\beta C_a)\kappa}$  and  $(1+\beta C_a)s_1$ .

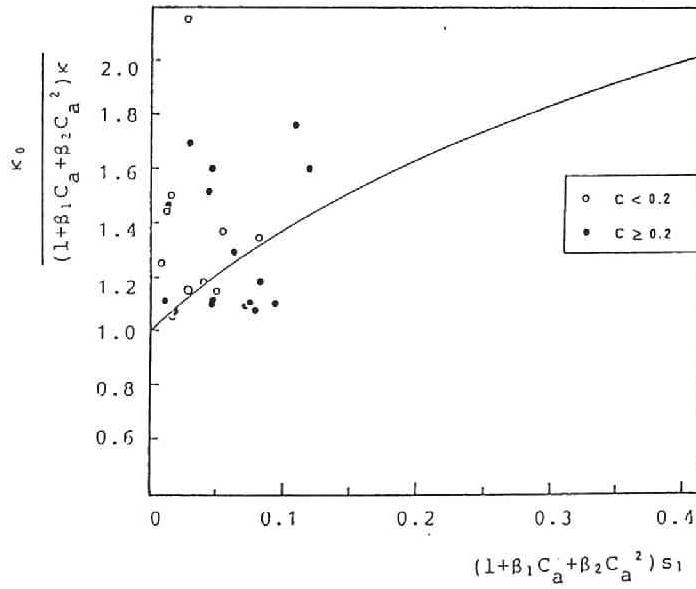


Fig. 2.10. Relationship between  $\frac{\kappa_0}{(1+\beta_1 C_a + \beta_2 C_a^2)\kappa}$

and  $(1+\beta_1 C_a + \beta_2 C_a^2)s_1$ .

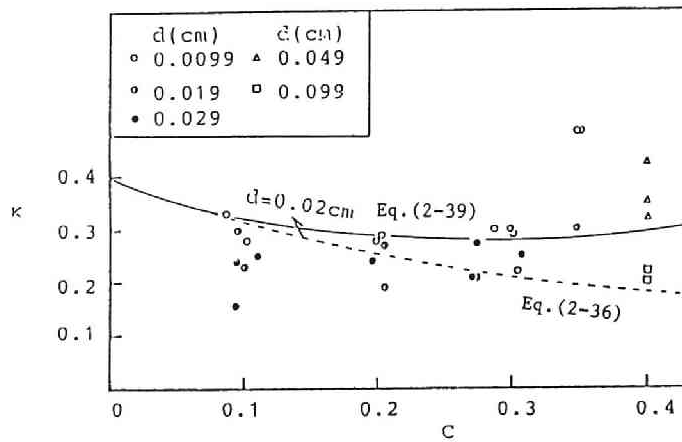


Fig. 2.11. Variation in Kármán constant with volume concentration.

#### 参考文献

- 1) Goodman, M.A. and Cowin, S.C. : Two problems in the gravity flow of granular materials, J. Fluid Mech., Vol.45, part 2, 1971, pp. 321-339.
- 2) Goodman, M.A. and Cowin, S.C. : A Continuum Theory for Granular Materials, Arch. Rational Mech. Anal., Vol.44, 1972, pp. 249-266.
- 3) Cowin, S.C. : A theory for the Flow of Granular Materials, Powder Technology, 9, 1974, pp. 61-69.
- 4) 大島信徳: 動的相互作用をもつ混合流体理論, 日本機械学会論文集 (第2部), 44巻, 378号, 1978, pp. 580-587.
- 5) Eringen, A.C. : Theory of Micropolar Fluids, J. Mathematics and Mechanics, Vol.16, No.1, 1966, pp. 1-18.
- 6) 金谷健一: 粒状態の流動の基礎理論 (第1報, 非圧縮性の流れ), 日本機械学会論文集 (B編), 45巻, 392号, 1979, pp. 507-514.
- 7) 金谷健一: 粒状態の流動の基礎理論 (第2報, 発達した流れ), 日本機械学会論文集 (B編), 45巻, 392号, 1979, pp. 515-522.
- 8) Sharp and Nobles : Mudflow of 1941 at Wrightwood southern California, Geol. Soc. Am.

Bull., Vol.64, 1953, pp. 547-560.

9) Curry, R.R. : Observation of alpine mudflows in the Tenmile Renge Central Colorado, Geol. Soc. Am. Bull., Vol.77, 1966, pp. 771-776.

10) 大同淳之: 土石流に関する基礎的研究, 京都大学学位論文, 1970.

11) Johnson, A.M. : Physical processes in geology, Freeman, Cooper, San Francisco, 1970.

12) Hampton, M. : Subaqueous debris flow and generation of turbidity, Ph.D. dissertation Stanford Univ., 1970.

13) Bagnold, R.A. : Experiments on a gravity-free dispersion of large solid spheres in a Newtonian fluid under shear, Proc. Roy. Soc. of London, A, Vol.225, 1954, pp. 49-63.

14) Savage, S.B. : Gravity flow of cohesionless granular materials in chutes and channels, J. Fluid Mech., Vol.92, 1979, pp. 53-96.

15) 椿東一郎, 橋本晴行, 末次忠司: 土石流における粒子間応力と流動特性, 土木学会論文報告集, No.317, 1982, pp. 79-91.

16) 江頭進治, 芦田和男, 矢島 啓, 高濱淳一郎: 土石流の構成則に関する研究, 京都大学防災研究所年報, 第 32 号 B-2, 1989, pp. 487-501.

17) 高橋 保: 土石流の発生と流動に関する研究, 京都大学防災研究所年報, 第 20 号 B-2, 1977, pp. 405-435.

18) Takahashi, T. : Debris flow on prismatic open channel, J. Hydraulic Division, ASCE, Vol.106, No.HY3, 1980, pp. 381-396.

19) 新井宗之, 高橋 保: 泥流型土石流の流動機構, 土木学会論文集, No.375, 1989, pp. 69-77.

20) Arai, M. and Takahashi, T. : A method for measuring velocity profiles in mud flows, Proc. 20th IAHR Congress, Moscow, Vol.3, 1983, pp. 279-286.

21) 高橋 保: 土石流の力学的機構, 水工学シリーズ 80-A-1, 土木学会, 1980.

22) 新井宗之, 芦田和男, 高橋 保: 細粒径土石流の流動機構について, 第 19 回自然災害科学シンポジウム講演要旨集, 1982, pp. 277-278.

23) 新井宗之, 芦田和男, 高橋 保: 細粒径粒子を高濃度に含む流れの流動機構, 第 38 回土木学会年次学術講演会講演概要集 II, 1983, pp. II-513-II-514.

24) 新井宗之, 高橋 保: 泥流の流動機構について, 第 39 回土木学会年次学術講演会講演概要集 II, 1984, pp. II-355-II-356.

25) 日野幹雄: 個体粒子を浮遊した流れの乱流構造の変化, 土木学会論文集, 第 92 号, 1963, pp. 11-20.

26) Arai, M. and Takahashi, T. : The Kármán constant of the flow laden with high sediment, Proc. 3rd International Symposium on River Sedimentation, Mississippi, 1983, pp. 824-833.

## 第3章 河道および小規模貯水池におけるハイドログラフの 変化に関する研究

### 3-1 概説

土石流が発生し、流下するような河道は急峻であり、土石流はその流下過程において河道勾配の急激な変化や、落差部、彎曲部などさまざまな河道条件の変化部を通過する。とくに、このような河道において、防災上重要な地域では砂防事業等により、砂防ダムなどの構造物が多数設けられるようになってきている。従来の砂防ダムの機能に関する研究はその貯砂機能や調節機能を主眼にしたものであり、多くのことが明らかにされて来ている。しかし、それらの水理構造物が土石流の流下過程へ与える影響については、帯工<sup>1)</sup>や一部の透過性の砂防ダム<sup>2)</sup>などについて研究されているのみで、多くの場合まだ十分に明らかにされていない。

そこで、ここではまず直線水路におけるハイドログラフの変形について検討する。河道におけるハイドログラフの変形については芦田・高橋・沢田<sup>3)</sup>によって焼岳西斜面の足洗谷での観測例と抵抗則に石礫型土石流のそれを用いた計算結果が報告されており両者は比較的よく一致している。この流域での河床堆積物の粒径は比較的粗く、計算においても  $d=10\text{cm}$  を用いている。しかしながら、微細な粒子を高濃度を含む場合のハイドログラフについては十分明らかにされておらず、ここでは第2章で述べた抵抗則を用いて実験的な検討を行い、直線水路での流下過程におけるハイドログラフの変化について検討する。

また、不透過型砂防ダムが未満砂で湛水状態にある場合を想定し、そのような小規模貯水池に土石流が流入する場合に流入する土石流の最大流量より大きな流量となって流下するのか、あるいは減衰するのか、防災上の観点からもそれらを明らかにすることは重要であると考え、土石流の流入によって貯水池から流出する洪水波の特性や、天端越流ハイドログラフについて検討する。さらに、土石流の貯水池内およびその上流部における流下特性および堆積過程についても検討する。

### 3-2 直線流路でのハイドログラフの変化

#### 3-2-1 基礎方程式および計算方法

急勾配の一次元河道において、主流方向を  $x$  軸にとり、それが水平面から  $\theta_{b0}$  傾いているものとする、漸変流近似を用いた流れの運動方程式、および連続方程式は次のように表せる<sup>4)</sup>。

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \beta' \frac{\partial(uM)}{\partial x} = gh \sin \theta_{b0} - gh \cos \theta_{b0} \frac{\partial H}{\partial x} - \frac{\tau_{bx}}{\rho_m} \quad (3-1)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} = i \quad (3-2)$$

ここに,  $M(=h \cdot u)$ :  $x$  方向の単位幅流量,  $u$ :  $x$  方向の平均流速,  $H = z_b + h$ ,  $h$ : 流動深,  $z_b$ : 基準面からの河床高さ,  $\theta_{b0}$ :  $x$  軸の傾斜角,  $\tau_{bx}$ :  $x$  方向の底面摩擦応力,  $\rho_m$ : 流体の見かけの平均密度,  $g$ : 重力加速度,  $i$ : 堆積・侵食速度,  $\beta'$ : 運動量補正係数である. また, 個体粒子成分の連続式は

$$\frac{\partial V_s}{\partial t} + \frac{\partial(CM)}{\partial x} = iC_* \quad (3-3)$$

地盤高の時間変化は,

$$\frac{dz}{dt} + i = 0 \quad (3-4)$$

ここに,  $C$ : 個体粒子成分の容積濃度,  $C_*$ : 堆積層中の粒子の容積濃度,  $V_s(=Ch)$ : 流動深  $h$  に含まれる個体粒子成分の容積である.

ここで, (3-1) 式の底面摩擦応力については, 比較的粒子径の大きな場合, 石礫相互のクーロン型の抵抗と粒子間隙流体と底面間の流体摩擦による抵抗則ですでに検討<sup>5)</sup>され, その妥当性が明らかにされているので, ここでは粒子径が流動深に比べて小さい ( $h/d > 20 \sim 30$ ) 場合の流れについて検討する. 微細な粒子を高濃度に含む流れの抵抗則を用いると<sup>6)</sup>,

$$\frac{\tau_{bx}}{\rho_m} = \frac{f}{8} u |u| \quad (3-5)$$

と書けば,

$$f = 8 \frac{1}{\kappa} \left( \ln \frac{1 + \sqrt{1 + \phi^2}}{Y_0 + \sqrt{Y_0^2 + \phi^2}} - \sqrt{1 + \phi^2} + \phi \right)^{-2} \quad (3-6)$$

である. ただし,  $Y_0 = y_0/h$  で, 滑面の場合,  $y_0 = a\nu_0/u_*$ ,  $a = 1/9.025$ , 粗面の場合  $y_0 = bk_s$ ,

$b = 1/30$  であり,

$$\phi^2 = \lambda^2 \left( \frac{\alpha_0}{\kappa^2} \right) \left( \frac{\sigma}{\rho_m} \right) \left( \frac{d}{h} \right)^2, \quad \lambda = \frac{1}{(C_*/C)^{\frac{1}{3}} - 1} \quad (3-7)$$

である. ここに,  $\kappa$ :カルマン定数<sup>7)</sup>,  $\sigma$ :個体粒子の密度,  $d$ :粒子径,  $\nu_0$ :水の動粘性係数,  $\alpha_0$ :Bagnoldの定数 ( $a_i \sin \alpha = 0.022$ ) である.

上記の方程式系の差分計算を行うのに際して, 中央差分を用い, 流速  $u$  と流量フラックス  $M$  とを与える差分上の点の位置を  $\Delta x$  ずらした格子上で差分化し, 非線形項  $\partial(uM)/\partial x$  を  $XDX$  と書くと, 式 (3-1) は次のように書くことができる.

$$\begin{aligned} \frac{M_{i-\frac{1}{2}}^{n+1} - M_{i-\frac{1}{2}}^n}{\Delta t} + XDX &= gh \sin \theta_{b0} \frac{h_i^n + h_{i-1}^n}{2} \\ &\quad - g \cos \theta_{b0} \frac{(h_i^n + h_{i-1}^n)(H_i^n - H_{i-1}^n)}{2\Delta x} - \frac{f}{8} u_{i-\frac{1}{2}}^n |u_{i-\frac{1}{2}}^n| \end{aligned} \quad (3-8)$$

ここに,

$$u_{i-\frac{1}{2}}^n = \frac{M_{i-\frac{1}{2}}^n}{\frac{1}{2}(h_i^n + h_{i-1}^n)} \quad (3-9)$$

非線形項  $XDX$  は流速の正負によって前進差分と後退差分を使い分ける.

$$XDX = \frac{\partial(uM)}{\partial x} = \begin{cases} u_{i-\frac{1}{2}}^n M_{i-\frac{1}{2}}^n - u_{i-\frac{3}{2}}^n M_{i-\frac{3}{2}}^n & u \geq 0 \\ u_{i+\frac{1}{2}}^n M_{i+\frac{1}{2}}^n - u_{i-\frac{1}{2}}^n M_{i-\frac{1}{2}}^n & u < 0 \end{cases} \quad (3-10)$$

流れの連続式, 粒子成分の連続式の差分表示は, それぞれ

$$\frac{h_i^{n+1} - h_i^n}{\Delta t} + \frac{M_{i+\frac{1}{2}}^{n+1} - M_{i-\frac{1}{2}}^{n+1}}{\Delta x} = i_i^n \quad (3-11)$$

$$\frac{V_{si}^{n+1} - V_{si}^n}{\Delta t} + \frac{C_i^{n+1} M_{i+1}^{n+1} - C_{i-1}^{n+1} M_i^{n+1}}{\Delta x} = i_i^n \cdot C_* \quad (3-12)$$

また, 地盤高の時間変化の差分式は,

$$\frac{z_i^{n+1} - z_i^n}{\Delta t} = i_i^{n+1} \quad (3-13)$$

である。

抵抗則 (3-6) 式中の水深  $h$  は,

$$h = \frac{h_i^n + h_{i-1}^n}{2} \quad (3-14)$$

である。

### 3-2-2 実験の概要

実験水路は、長さ 8 m、幅 15 cm の両側アクリル製のもので水路勾配 18°である。水路床はスチールの固定床である。上流端に設置した逆円錐形（下端内径 3.7 cm、上端内径 21.7 cm、高さ 21.7 cm）の容器内で土砂と水を混合し、容器の下端の弁を開いて水路へ泥流を供給した。下流端で計量ますにより流量を測定した。実験条件としては Table 3.1 に示すように、供給側のハイ

Table 3.1. Experimental conditions.

RUN NO.	Hydrograph	Concentration	Diameter $d_{50}$ (mm)
B-1-W	Type A	0	
B-1-1	"	0.20	0.084
B-1-2	"	0.35	0.084
B-1-3	"	0.20	0.203
B-1-4	"	0.35	0.203
B-1-5	"	0.20	0.339
B-1-6	"	0.35	0.339
B-2-W	Type B	0	
B-2-1	"	0.20	0.084
B-2-2	"	0.35	0.084
B-2-3	"	0.20	0.203
B-2-4	"	0.35	0.203
B-2-5	"	0.20	0.339
B-2-6	"	0.35	0.339



ドログラフが三角形状 (Type A) のものと、ほぼ矩形形状 (Type B) の2種類のハイドログラフを与えた。濃度は容積濃度で  $C=0$ (清水), 0.20, 0.35 である。また、実験砂は  $d_{50} = 0.088, 0.205, 0.35 \text{ mm}$  のほぼ一様砂を用いた。

### 3-2-3 考察

先に述べた計算方法に基づいて実験結果と計算結果とを比較検討する。

Fig.3.1 は清水 ( $C = 0$ ) の場合のハイドログラフの変化を示したもので、横軸に時間 (sec) 縦軸に単位幅流量をとる。破線は上流端供給ハイドログラフで、○印は下流端測定流量を示している。計算上の河床粗度はマンニングの粗度係数で  $n = 0.012(\text{m}^{-1/3}\cdot\text{s})$  に相当する値を用いている。

実験値、計算結果ともに流下するにともないピーク流量が低減し、流水継続時間が長くなっていることを示している。Fig.3.2 ~ Fig.3.4 は微細粒子  $d_{50}=0.084 \text{ mm}$  を  $C = 0.2$  および 0.35 の濃度で含んだ場合のハイドログラフを示している。濃度  $C = 0.2$  の場合の Fig.3.2 では実験値と計算結果とはよく対応している。ただし、抵抗則は式 (3-5) および (3-6) を用いている。

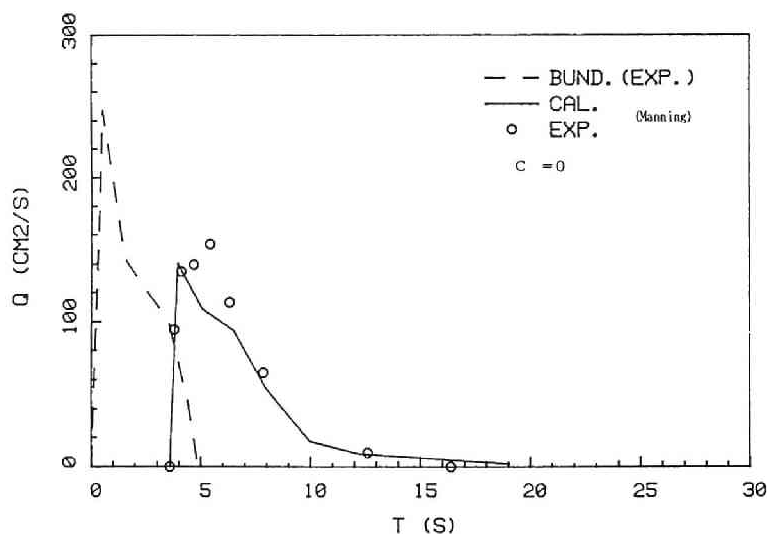


Fig. 3.1. Hydrograph (Run No. B-1-W).

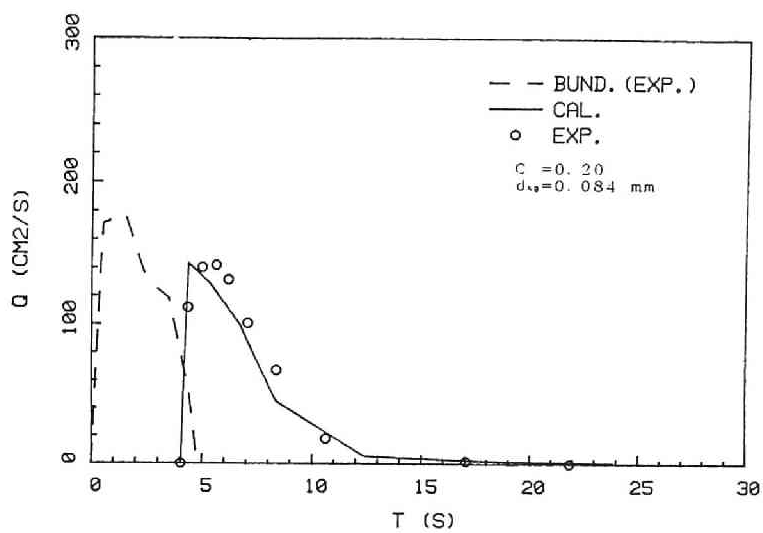


Fig. 3.2. Hydrograph (Run No. B-1-1).

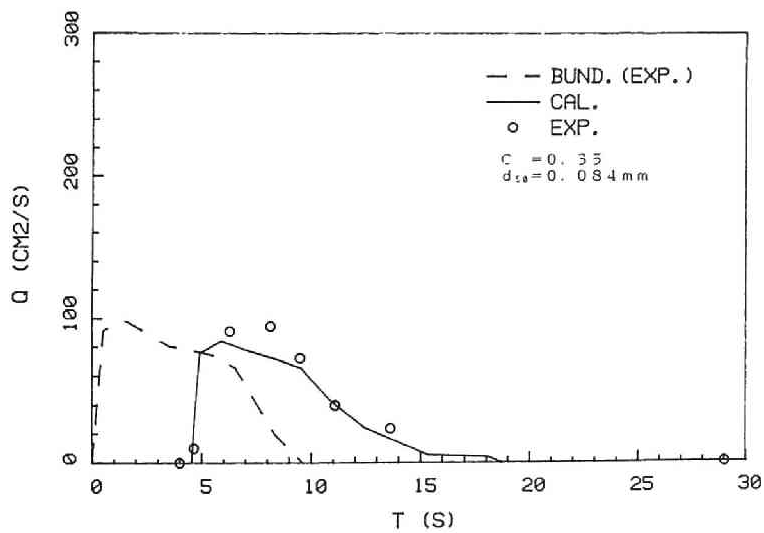


Fig. 3.3. Hydrograph (Run No. B-2-2).

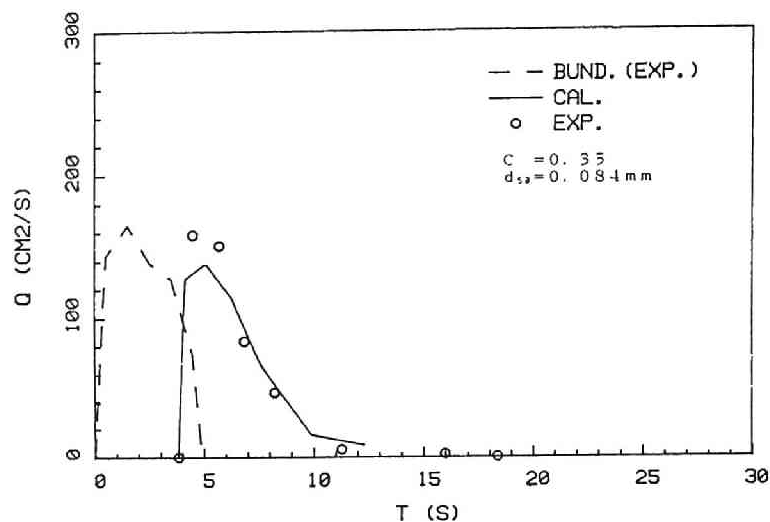


Fig. 3.4. Hydrograph (Run No. B-1-2).

しかし、濃度が  $C = 0.35$  の場合には Fig.3.3 および Fig.3.4 のように、実験結果では下流側ピーク流量が上流側と比べてあまり低減していないが、計算では低減するため実験値の方が計算値より若干大きな値を示している。とくに、Fig.3.6 のように、 $d = 0.339 \text{ mm}$  の大きな粒子を含む流れの場合には、下流端ピーク流量が上流端のそれとあまり変わらないか若干大きな値となっている場合もあり、計算との差がさらに顕著になっている。これは給砂給水において容器内で土砂と水を攪拌し一様な濃度の流れを供給するのであるが、粒子径が大きな場合には供給中に容器内で粒子の沈降が生じ、後続部の流れの方が先端部の流れよりも若干濃度が低く流速が速いため、流下中に流れの先頭部にまで影響を与えた結果であると思われる。しかしながら、全体的には比較的よく対応しており微細な粒子を高濃度に含む場合、前章や式 (3-6) で述べているような泥流型土石流の抵抗則が適用できるものと思われる。

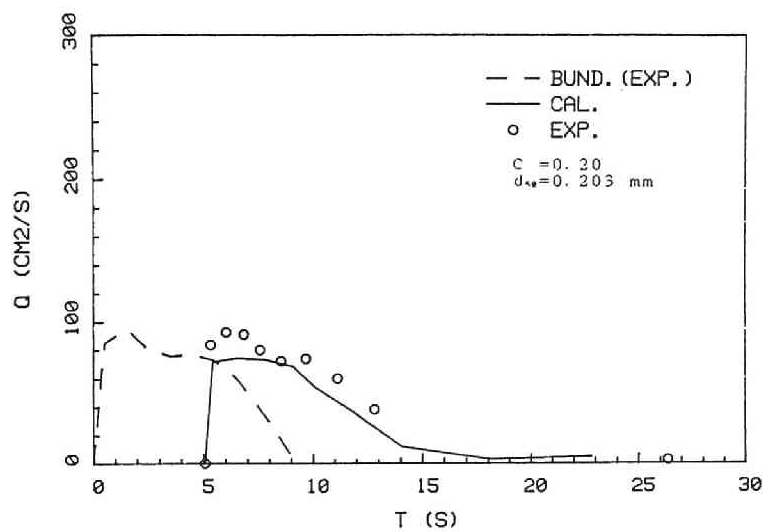


Fig. 3.5. Hydrograph (Run No. B-2-3).

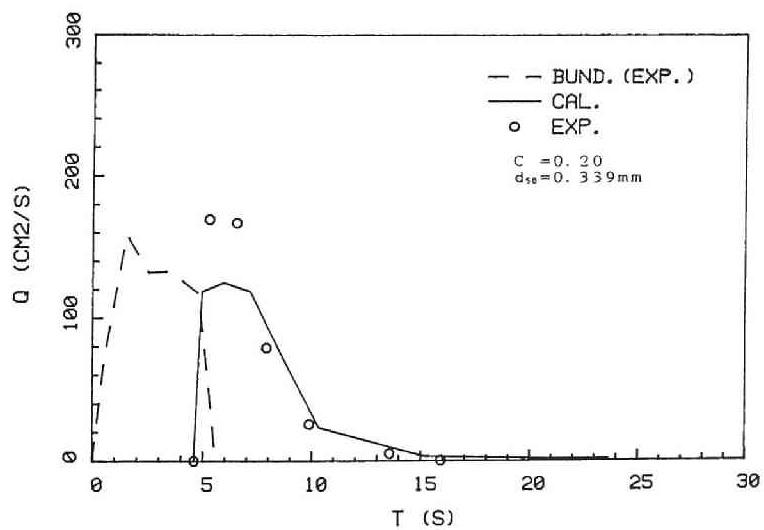


Fig. 3.6. Hydrograph (Run No. B-1-5).

### 3-3 小規模貯水池への流入によるハイドログラフの変化

貯水池での発生波に関しては、規模の大きな貯水池へ地すべり土塊が突入したときの発生波の研究<sup>8)</sup>や実験的な土石流の流入に伴う発生波の研究<sup>9)</sup>があるが、砂防ダムなどの小規模な貯水池を想定した発生波の特性や天端越流量の予測方法についてはまだ十分明らかにされていない。そこで、実験的および数値計算により発生波の特性や天端越流量の検討を行う。

#### 3-3-1 実験的検討

##### (1) 実験の概要

実験水路は、長さ 6 m、幅 15 cm の両側アクリル、底面鋼製の水路で、下流端に高さ 43 cm の堰を設けて湛水し、模型貯水池としている。上流端より土砂と水を同時に供給し、土石流を発生させ、側面より VTR で撮影し解析に供している。堰天端よりの越流量は VTR 撮影した越流水のナップ形状と越流流速との関係を予め求めておき、これと越流水深との積によって求めた。

実験条件は Table 3.2 に示すように、実験砂は  $d_{50} = 0.097 \sim 0.98$  mm、比重は  $\gamma = 2.62 \sim 2.64$ 、供給単位幅流量は  $q_T = 53.3 \sim 113.8$  cm<sup>3</sup>/s/cm、容積濃度は  $C = 0.35$  および水路勾配は  $\theta = 18^\circ$  で実験を行なった。

Table 3.2. Experimental conditions.

RUN NO.	$d_{50}$ (mm)	C	$q_T$ (cm <sup>3</sup> /s/cm)
D-4-1	0.977	0.35	80.0
D-4-2	0.977	0.35	113.8
D-5-1	0.535	0.35	53.3
D-5-2	0.535	0.35	80.0
D-5-3	0.535	0.35	95.9
D-5-4	0.535	0.35	113.8
D-6-1	0.308	0.35	80.0
D-6-2	0.308	0.35	113.8
D-7-1	0.154	0.35	53.3
D-7-2	0.154	0.35	80.0
D-7-3	0.154	0.35	95.9
D-7-4	0.154	0.35	113.8
D-8-1	0.097	0.35	80.0
D-8-2	0.097	0.35	113.8

## (2) 発生波の特性

貯水池へ土石流が流入する際に発生する波の特性を、まず理論波速と実験結果との比較によって検討する。ここで検討する波速は土石流流入により生じた最初の数波について検討したもので Fig.3.7 のようである。横軸に次式のような理論波速の値をとり、縦軸に実験値を示したものである。それぞれの波速は、

微小振幅浅水波

$$c = \sqrt{\frac{gL}{2\pi} \tanh \frac{2\pi h}{L}} \quad (3-15)$$

有限振幅浅水波

$$c = \sqrt{\frac{gL}{2\pi} \tanh \frac{2\pi h}{L} \left\{ 1 + \left( \frac{2\pi a}{L} \right)^2 \frac{\cosh 8\pi h/L + 8}{8 \sinh^4 2\pi h/L} \right\}^{1/2}}$$
$$a = \frac{H}{2} - \frac{3}{128} \left( \frac{\pi}{L} \right) H^3 \frac{8 \cosh^6(2\pi h/L) + 1}{\sinh^6(2\pi h/L)} \quad (3-16)$$

微小振幅長波

$$c = \sqrt{gh} \quad (3-17)$$

である。ここに、 $c$ ：波速、 $L$ ：波長、 $H$ ：振幅、 $h$ ：水深である。理論式における水深は貯水池の平均水深を用いた。図中の●、■、○、□および△の印は粒径別、および理論波速別によるものである。Fig.3.7によると、土石流の流入によって生じる波は、水深に貯水池の平均水深を用いた微小振幅浅水波、有限振幅浅水波の理論と比較的よく対応している。したがって、このような小規模の貯水池に土石流などの流入によって発生する第1波は浅水波の特性を示しているといえる。また、清水に対して得られた理論値と比較的よく対応することから、流入する流れの濃度は発生波の伝播速度にあまり影響を与えないことが示唆される。したがって、天端からの越流は貯水池への流入による発生波によるものと、流入による水位上昇にともなう越流および発生波の貯水池内での反射波、流入の擾乱によるものと考えられる。

ところで、水域での発生波に関する研究には、造波装置による発生波に関するものや津波に関するものがあるが、水深が変化する領域であり、流入する流体も高速であることなど、単純なモデル化による適応は難しい。

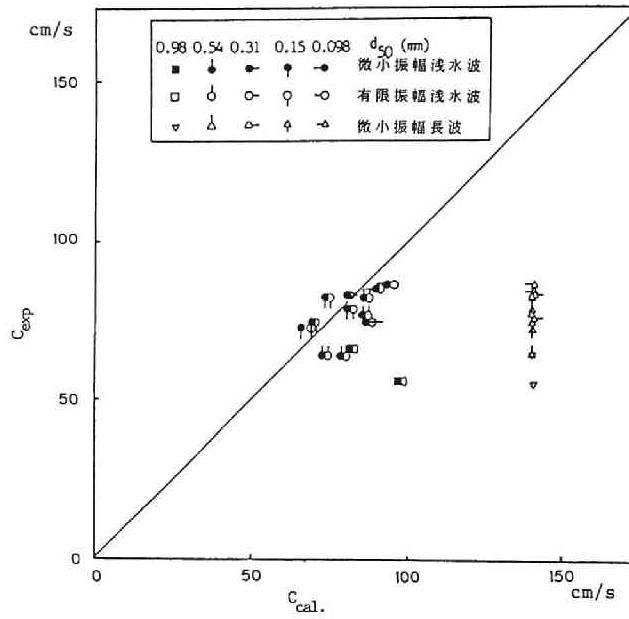


Fig. 3.7. Wave celerity.

### 3-3-2 MAC 法による発生波シミュレーション

土石流のような高速の流れが湛水域に流入する場合の発生波について検討してみよう。前節で述べたように、発生波の特性としては微小振幅波を示しているが、任意の流入流速や水域形状での発生波の波高や波速を得て、天端からの越流ハイドログラフを予測することは難しい。ところで、自由表面を持つ高速な流体が運動する現象を数値計算する方法に MAC(Marker and Cell) 法<sup>10),11)</sup>がある。液滴の衝突やゲート開放によるサージング現象、また波の変形などでその手法が用いられ、比較的良好に現象が再現されることが示されている。そこで、ここでも MAC 法を適用し、数値計算と現象とを検討してみよう。

#### (1) 基礎方程式および計算方法

MAC 法の一つの特徴は、基礎方程式に N-S 方程式を用いるところにある。計算方法には差分式を用いている。計算差分格子は Cell として流速成分と圧力成分を与えるとともに、境界部分、流体部分、自由表面、物体、そして境界ではなく流体も物体も含まない empty の情報を有しており、それぞれの Cell の状態に応じて計算の境界条件が与えられる。特に、流体部分にはマーカーを配置し、1 計算ステップごとにマーカーを移動し、流体部分の変化、すなわち周囲の Cell が流体であるのか、自由表面すなわち empty と接する流体の Cell であるのか、あるいは境界部分に接する流体の Cell であるのかなどの情報を与える。マーカー自身は差分計算に変数として直接含まれているわけではないが、移動したマーカーの位置により Cell の情報に対応する境界条件を与えるというかたちで、計算にフィードバックされる。MAC 法にはさらにいくつかの計算方法があるが、ここでは圧力項を単純化(静水圧近似)した SMAC 法<sup>12),13)</sup>で計算することにする。水平方向を  $x$  軸、垂直方向を  $z$  軸にとる直交座標系で表すと、差分計算に対応する基礎方程式の運動方程式および連続方程式は次のようである。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u^2}{\partial x} + \frac{\partial uw}{\partial z} = g_x - \frac{\partial \theta}{\partial x} + \nu \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right) \quad (3-18)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial uw}{\partial x} + \frac{\partial w^2}{\partial z} = g_z - \frac{\partial \theta}{\partial z} + \nu \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial w}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad (3-19)$$

$$D \equiv \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3-20)$$



ここに,  $u, w$  :  $x, z$  軸方向の速度成分,  $\theta = p/\rho$ ,  $p$  : 圧力,  $\rho$  : 流体密度,  $g_x, g_z$  :  $x, z$  軸方向の重力加速度成分.

セルの構造は Fig.3.8 のようである. 圧力  $\theta$  はセルの中心でとり  $\theta_{i,j}$  とし, 速度成分  $u, w$  は  $x, z$  方向の差分間隔を  $\Delta x, \Delta z$  とすると, それぞれ  $\Delta x/2, \Delta z/2$  づつ離れた位置で  $u_{i+1/2,j}, w_{i,j+1/2}$  として表される. また, 添え字  $(n), (n+1)$  は計算時間ステップを  $\Delta t$  とすると,  $t_0 + (n)\Delta t, t_0 + (n+1)\Delta t$  をそれぞれ表す. 時間的には前進差分, 空間的には中心差分スキームをもちいると, 式 (3-18), (3-19) および (3-20) は次式のようなである.

$$\begin{aligned} \frac{\tilde{u}_{i+1/2,j}^{n+1} - u_{i+1/2,j}^n}{\Delta t} &= \frac{u_{i+1/2,j}^n \cdot u_{i-1/2,j}^n - u_{i+3/2,j}^n \cdot u_{i+1/2,j}^n}{\Delta x} \\ &+ \frac{u_{i+1/2,j-1/2}^n \cdot w_{i+1/2,j-1/2}^n - u_{i+1/2,j+1/2}^n \cdot w_{i+1/2,j+1/2}^n}{\Delta z} \\ &+ \frac{\theta_{i,j}^n - \theta_{i+1,j}^n}{\Delta x} + g_x \\ &+ \nu \left[ \frac{1}{\Delta z^2} (u_{i+1/2,j+1}^n - 2u_{i+1/2,j}^n + u_{i+1/2,j-1}^n) \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{\Delta x \cdot \Delta z} (w_{i+1,j+1/2}^n - w_{i+1,j-1/2}^n - w_{i,j+1/2}^n + w_{i,j-1/2}^n) \right] \end{aligned} \quad (3-21)$$

$$\begin{aligned} \frac{\tilde{w}_{i+1/2,j}^{n+1} - w_{i+1/2,j}^n}{\Delta t} &= \frac{u_{i-1/2,j+1/2}^n \cdot w_{i-1/2,j+1/2}^n - u_{i+1/2,j+1/2}^n \cdot w_{i+1/2,j+1/2}^n}{\Delta x} \\ &+ \frac{w_{i,j+1/2}^n \cdot w_{i,j-1/2}^n - w_{i,j+3/2}^n \cdot w_{i,j+1/2}^n}{\Delta z} \\ &+ \frac{\theta_{i,j}^n - \theta_{i,j+1}^n}{\Delta z} + g_z \\ &- \nu \left[ \frac{1}{\Delta x \cdot \Delta z} (u_{i+1/2,j+1}^n - w_{i-1/2,j+1}^n - w_{i+1/2,j}^n + w_{i-1/2,j}^n) \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{\Delta x^2} (w_{i+1,j+1/2}^n - 2w_{i,j+1/2}^n + w_{i-1,j+1/2}^n) \right] \end{aligned} \quad (3-22)$$

$$D_{i,j}^{n+1} \equiv \frac{u_{i+1/2,j}^{n+1} - u_{i-1/2,j}^{n+1}}{\Delta x} + \frac{w_{i,j+1/2}^{n+1} - w_{i,j-1/2}^{n+1}}{\Delta z} = 0 \quad (3-23)$$

ここで用いる SMAC 法では計算を簡略化するために, 圧力の項を自由表面以外のセルで

$$\theta = g_x x + g_z z \quad (3-24)$$

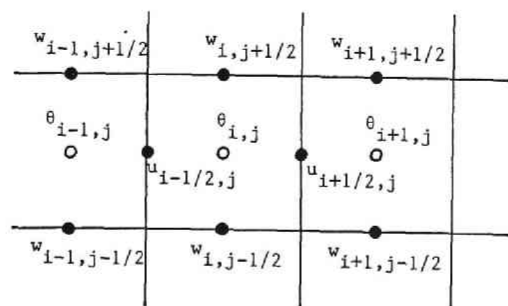


Fig. 3.8. Position of field variables.

としている。式 (3-21) および (3-22) において時刻  $(n+1)$  の流速を  $\tilde{u}^{n+1}, \tilde{w}^{n+1}$  としているが、これは連続式 (3-23) を満足しない。そこで次式のポテンシャル関数  $\psi$  を導入している。

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial x}, \quad w = \frac{\partial \psi}{\partial z} \quad (3-25)$$

ここで、流速  $u^{n+1}, w^{n+1}$  と  $\tilde{u}^{n+1}, \tilde{w}^{n+1}$  との関係を Taylor 展開より近似し

$$u_{i+1/2,j}^{n+1} = \tilde{u}_{i+1/2,j}^{n+1} - \frac{1}{\Delta x}(\psi_{i+1,j} - \psi_{i,j})$$

$$w_{i,j+1/2}^{n+1} = \tilde{w}_{i,j+1/2}^{n+1} - \frac{1}{\Delta z}(\psi_{i,j+1} - \psi_{i,j}) \quad (3-26)$$

の関係が得られる。また、連続式も同様にして、式 (3-3-7),(3-3-8) を用い、 $\tilde{D}_{i,j}$  を  $\tilde{u}, \tilde{w}$  と同じ計算スキーム上の意味であるとして、

$$D_{i,j}^{n+1} = \tilde{D}_{i,j} - \frac{1}{\Delta x^2}(\psi_{i+1,j} - 2\psi_{i,j} + \psi_{i-1,j}) - \frac{1}{\Delta z^2}(\psi_{i,j+1} - 2\psi_{i,j} + \psi_{i,j-1}) \quad (3-27)$$

の関係が得られている。したがって、 $D_{i,j}^{n+1} = 0$  を満足する  $\psi_{i,j}$  を得れば式 (3-26) より、 $u^{n+1}, w^{n+1}$  を得ることができる。 $\psi_{i,j}$  を得る方法は幾つもの方法があるが、次式の反復計算法によっている。

$$\psi_{i,j}^{k+1} = \frac{1+\alpha}{\frac{2}{\Delta x^2} + \frac{2}{\Delta z^2}} \left[ -\tilde{D}_{i,j} + \frac{\psi_{i+1,j}^k + \psi_{i-1,j}^{k+1}}{\Delta x^2} + \frac{\psi_{i,j+1}^k + \psi_{i,j-1}^{k+1}}{\Delta z^2} \right] - \alpha \psi_{i,j}^k \quad (3-28)$$

ここに、変数  $\psi$  の添え字  $k$  および  $k+1$  はそれぞれ  $k$  回、 $k+1$  回の繰り返し計算結果を表し、変数  $\alpha$  は緩和パラメータであり、 $(0 \leq \alpha < 1)$  の値が用いられここでは 0.73 としている。また、上式の収束規準は次式のようなのである。

$$\left| \frac{|\psi_{i,j}^{k+1}| - |\psi_{i,j}^k|}{|\psi_{i,j}^{k+1}| + |\psi_{i,j}^k|} \right| < \varepsilon \quad (3-29)$$

ここでの計算では  $\varepsilon \leq 2 \times 10^{-4}$  とした。

境界条件として、壁面での流速成分は垂直、接線方向成分ともに 0 とする。自由水面における境界条件について、接線応力の条件は

$$\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} = 0 \quad (3-30)$$

のようであり、上式の差分形は次式のようなのである。

$$u_{i+1/2,j+1} = u_{i+1/2,j} - \frac{\Delta z}{\Delta x} (w_{i+1,j+1/2} - w_{i,j+1/2}) \quad (3-31)$$

また、自由表面における法線応力の条件は次式のように表されている。

$$\phi_{i,j} = \Phi_{i,j} + \frac{2\nu}{\Delta z}(w_{i,j+1/2} - w_{i,j-1/2}) \quad (3-32)$$

ここに、 $\Phi_{i,j}$ は外部からの圧力である。

したがって、式(3-21)、(3-22)より $\tilde{u}$ 、 $\tilde{w}$ を求め、式(3-23)より $\tilde{D}_{i,j}$ を得、その $\tilde{D}_{i,j}$ を用い式(3-28)より $\psi_{i,j}$ を求め、式(3-26)より、時間ステップ $n+1$ の流速 $u^{n+1}$ 、 $w^{n+1}$ を得るものである。

MAC(Marker and Cell)法は流体が存在するセルにマーカーを配置しておき、新しい流速成分により、そのマーカーを移動させるのであるが、マーカーそれ自身は計算には何も取り込まれていないわけではない。しかし、マーカーの移動により、自由表面の位置が決められ、計算セルの情報が与えられ、そのセル情報に基づく境界条件が定められるというかたちで計算にフィードバックされている。

## (2) 考察

水路勾配 $18^\circ$ 、下流端の堰の高さが $34\text{ cm}$ の場合に天端まで水が湛水している領域を計算領域に考えるとき、座標軸を水路床とその直角方向にとる方法と、水平および鉛直方向を座標軸にとる方法が考えられる。前者は水路床の境界条件が直線になり河床形状は実験上のそれとよく対応しているが、自由水面の初期形状すなわち計算格子のマーカーはなめらかな形状とはならない。後者の場合には水路床や堰などの境界形状は階段状になるが、初期水面形状はなめらかな形状となる。いくつかの計算条件で両者の計算の収束性などを検討したが、後者のほうが収束性や計算の安定性に優れていた。したがって、ここでは後者の座標で計算している。

計算条件として、湛水域上流端からの清水の流入流速、水深はそれぞれ $u = 172\text{ cm/s}$ 、 $h = 1\text{ cm}$ 、計算格子は $\Delta x = \Delta z = 1\text{ cm}$ 、計算時間ステップ $\Delta t$ は1ステップごとに計算の収束条件から変えているが、最大時間きざみ幅は $\Delta t = 0.01\text{ sec}$ とした、計算例およびそれに相当する実験値がFig.3.9に示されている。図中の白丸(○)が実験結果である。計算結果で図中の縞模様は計算値をプロットする際のプリンターでの描点の位置のずれに基づく干涉縞(フレア縞)である。また、計算上では流体(水)の動粘性係数として $5\text{ cm}^2/\text{s}$ としている。これは水の動粘性係数 $0.01\text{ cm}^2/\text{s}$ を用いると計算が収束しにくくなるためであるが、それは急激な水面の変化に対し水面から飛沫が多数発生し、計算の不安定性と収束時間を増大させるためである。実験結果と計算値を比較すると流入直後の形状は実験結果の波形の方が計算値よりも大きな値を示しているが比較的よく一致しているといえよう。しかしながら、計算値の波形は実験結果のそれよりもシャープな形状となっている。時間が経過するにしたがってそれが著しくなる傾向を示している。また、水の動粘性係数を $5\text{ cm}^2/\text{s}$ としても、長時間の計算では実験結果よりも波形の

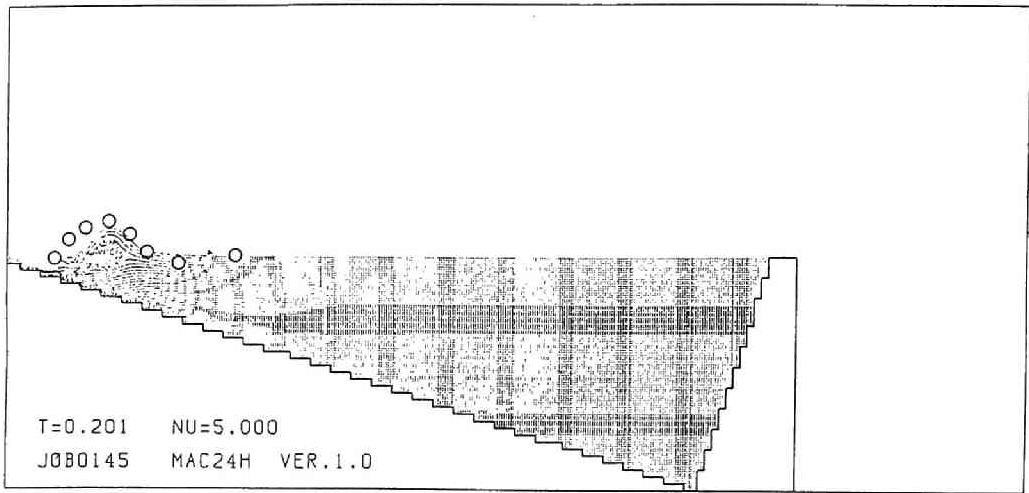


Fig. 3.9 (a). Wave simulation by SMAC ( $T=0.201$  sec).

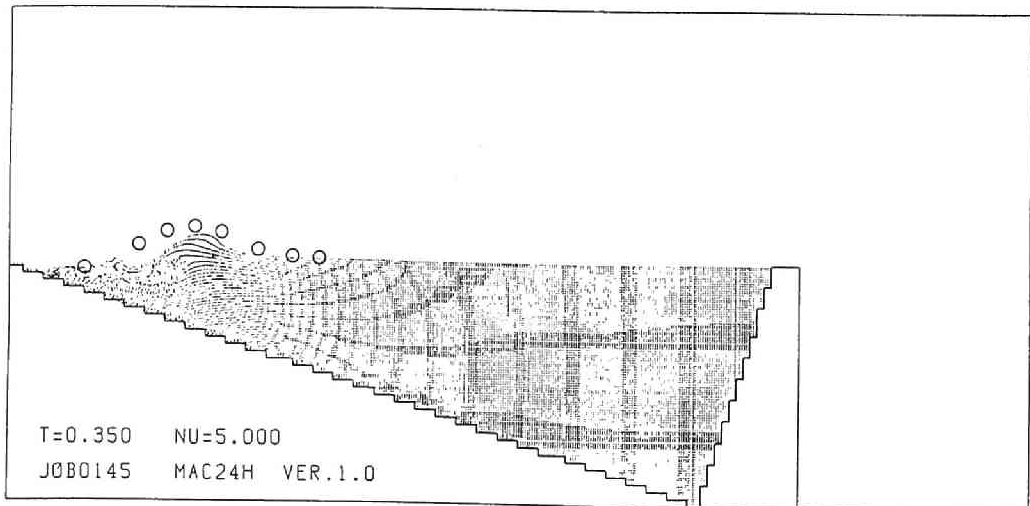


Fig. 3.9 (b). Wave simulation by SMAC ( $T=0.350$  sec).

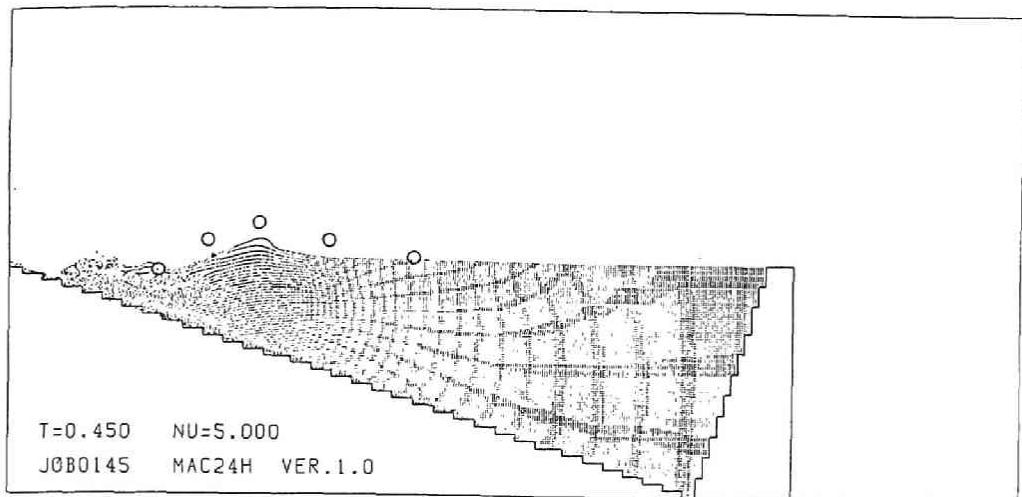


Fig. 3.9 (c). Wave simulation by SMAC ( $T=0.450$  sec).

減衰が大きくなるとともに、水面の飛沫の状態などにより膨大な計算時間を要するようになる。Fig.3.9の条件で1.4sec程度の計算にHITAC640で24時間以上のCPUタイムを要する。したがって、土石流などの高速な流れが湛水域に流入した直後の発生波を知るためにはこのMAC法は有用であるが、流入から流出にいたる一連の長時間のハイドログラフ等を得るためには必ずしも有利な方法とは言えず、さらに有用な方法を見出す必要があるといえる。

### 3-3-3 一次元解析による検討

#### (1) 基礎方程式および計算法

基礎方程式の導出にあたっては 3 次元の方程式系より検討する。

水平面を  $x-y$  軸, 鉛直上方を  $z$  軸にとり, 流れを連続体とし, 水平粘性を無視し, 鉛直方向に関しては質量力と圧力項が卓越していると考え、流体における任意の点の運動方程式および連続式は次のようである。

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho uu)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho uw)}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (3-33)$$

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho vu)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho vv)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho vw)}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \nu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \quad (3-34)$$

$$0 = -\rho g - \frac{\partial p}{\partial z} \quad (3-35)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0 \quad (3-36)$$

ここに,  $u, v, w$  はそれぞれ  $x, y, z$  軸方向の速度成分である。式 (3-35) から水面 ( $z = \eta$ ) で圧力  $p = 0$  とすると

$$p = \rho g(\eta - z) \quad (3-37)$$

となる。また,  $z$  方向の密度  $\rho$  が一定 ( $\rho = \rho_m$ ) であるとする。式 (3-33) の左辺は水深方向に平均した形で次のように表される。

$$\begin{aligned} \text{式 (3-33) 左辺} &\Rightarrow \\ &= \frac{\partial(\rho_m M)}{\partial t} + \frac{\partial(\beta_{xx} \rho_m u_0 M)}{\partial x} + \frac{\partial(\beta_{xy} \rho_m u_0 N)}{\partial y} \end{aligned}$$

ここに、 $u_0$ は $u$ の断面平均流速を表す。また、 $\beta_{xx}$ 、 $\beta_{xy}$ は運動量補正係数で $u'$ 、 $v'$ を $u_0$ 、 $v_0$ からの変動量とすると、それぞれ $\beta_{xx} = \frac{1}{\eta - \eta_b} \int_{\eta_b}^{\eta} \{1 + (\frac{u'}{u_0})^2\} dz$ 、 $\beta_{xy} = \frac{1}{\eta - \eta_b} \int_{\eta_b}^{\eta} \{1 + (\frac{u'v'}{u_0v_0})\} dz$ のように表される。ところで、清水の湛水域に高濃度の流れが流入することから流入直後では流入先端部と湛水域との境界では流体の濃度勾配が無視し得ないものと考え、(3-33)式右辺は式(3-37)より圧力項を静水圧近似とし、 $z$ 軸方向に $\rho = \rho_m$ (一定)とすると、

$$\begin{aligned}
 (3-33) \text{ 式 右辺} &\Rightarrow \\
 &= \int_{\eta_b}^{\eta} \left( -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) dz \\
 &= - \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \int_{\eta_b}^{\eta} \rho_m g (\eta - z) dz - \rho_m g (\eta - z) \frac{\partial \eta}{\partial x} \Big|_{z=\eta} + \rho_m g (\eta - z) \frac{\partial \eta}{\partial x} \Big|_{z=\eta_b} \right\} \\
 &\quad + \left\{ \mu \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{z=\eta} - \mu \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{z=\eta_b} \right\} \\
 &= - \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{2} \rho_m g h^2 \right) - \rho_m g h \frac{\partial \eta_b}{\partial x} - \tau_{bx} \\
 &= - \rho_m g h \frac{\partial (h + \eta_b)}{\partial x} - \frac{1}{2} g h^2 \frac{\partial \rho_m}{\partial x} - \tau_{bx}
 \end{aligned}$$

したがって、式(3-33)の運動方程式は次式のように表すことができる。

$$\frac{\partial(\rho_m M)}{\partial t} + \frac{\partial(\beta_{xx} \rho_m u_0 M)}{\partial x} + \frac{\partial(\beta_{xy} \rho_m u_0 N)}{\partial y} = - \rho_m g h \frac{\partial (h + \eta_b)}{\partial x} - \frac{1}{2} g h^2 \frac{\partial \rho_m}{\partial x} - \tau_{bx} \quad (3-38)$$

同様な方法で $y$ 方向の式(3-34)の運動方程式も次式のように表される。

$$\frac{\partial(\rho_m N)}{\partial t} + \frac{\partial(\beta_{yx} \rho_m v_0 M)}{\partial x} + \frac{\partial(\beta_{yy} \rho_m v_0 N)}{\partial y} = - \rho_m g h \frac{\partial (h + \eta_b)}{\partial y} - \frac{1}{2} g h^2 \frac{\partial \rho_m}{\partial y} - \tau_{by} \quad (3-39)$$

また、式(3-36)の連続方程式も同様に積分した形の式に表せば

$$\frac{\partial(\rho_m h)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_m M)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_m N)}{\partial y} + \rho_m \frac{\partial \eta_b}{\partial t} = 0 \quad (3-40)$$

のようである。また、上式は $\rho_m = \rho_0 + (\sigma - \rho_0)C$ とし、吸い込みや湧き出しがないものとするれば、次式のように表される。



$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} + \frac{\partial \eta_b}{\partial t} = 0 \quad (3-41)$$

$$\frac{\partial(Ch)}{\partial t} + \frac{\partial(CM)}{\partial x} + \frac{\partial(CN)}{\partial y} + C \frac{\partial \eta_b}{\partial t} = 0 \quad (3-42)$$

さらに, 上式 (3-41) および (3-42) のもとに, 運動方程式 (3-38) および (3-39) は  $\beta_{xx} = \beta_{xy} = \beta_{yx} = \beta_{yy} = 1$  とすればそれぞれ

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial(u_0 M)}{\partial x} + \frac{\partial(u_0 N)}{\partial y} = -gh \frac{\partial H}{\partial x} - \frac{1}{2} \frac{g}{\rho_m} h^2 \frac{\partial \rho_m}{\partial x} - \frac{\tau_{bx}}{\rho_m} \quad (3-43)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial(v_0 M)}{\partial x} + \frac{\partial(v_0 N)}{\partial y} = -gh \frac{\partial H}{\partial y} - \frac{1}{2} \frac{g}{\rho_m} h^2 \frac{\partial \rho_m}{\partial y} - \frac{\tau_{by}}{\rho_m} \quad (3-44)$$

ここに,  $H = \eta = h + \eta_b$  である. 上式の右辺第 2 項は座標軸方向の流体の密度勾配に基づく圧力項である.

ところで, ここで取り扱う 1 次元の場合には上記の式から, 断面平均流速を  $u$ , また  $\eta_b$  までの濃度を  $C_*$  とすると, 運動方程式, 全流動層および固体粒子に関する連続式は次のようである.

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial(uM)}{\partial x} = -gh \frac{\partial H}{\partial x} - \frac{1}{2} \frac{g}{\rho_m} h^2 \frac{\partial \rho_m}{\partial x} - \frac{\tau_{bx}}{\rho_m} \quad (3-45)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} = i \quad (3-46)$$

$$\frac{\partial(Ch)}{\partial t} + \frac{\partial(CM)}{\partial x} = C_* i \quad (3-47)$$

ここで、 $i$  は堆積速度であり次式のようなものである。

$$i = -\frac{\partial \eta_b}{\partial t} \quad (3-48)$$

また、底面せん断応力は次式のように表される。

$$\frac{\tau_{bx}}{\rho_m} = \frac{f}{8} u |u| \quad (3-49)$$

抵抗則には前章で述べた泥流型土石流の抵抗則をもちいるものとする。

基礎方程式の数値計算には前節と同様に計算スキームに中央差分を用い、水深  $h$  と流量フラックス  $M$  との差分点上の位置は  $\Delta x/2$  ずらしたスキームを用いている。運動方程式 (3-45) の左辺第二項の非線形項は流速の正負によって前進差分と後退差分を使い分ける。境界条件として、上流端では流入ハイドログラフを与え、下流端では越流公式による流量フラックスが流出するものとして与えた。

ところで、式 (3-45) の右辺第 2 項は  $x$  軸方向の密度勾配による圧力の項であるが、清水に近い流れが湛水域に流入する場合には、流入する流体との密度勾配が小さくこの項は無視できるであろう。しかし、高濃度の流れが清水に近い湛水域に流入する場合にはその濃度勾配の項は無視できないであろう。また、式 (3-45) の誘導の過程からも明かなように、鉛直方向に濃度を平均している。しかし、高濃度の流れは潜入点付近までは鉛直方向にほぼ一様な濃度で流下するが、後述するように含有する粒子径が大きい場合には潜入点近傍より粒子が堆積し、粒子径が微細な場合には河床近傍を密度流として流下する。そのため計算に際しては実験結果を参考にして濃度を鉛直方向に平均化できる潜入点付近の間だけ密度勾配を考慮している。

## (2) 考察

まず、清水 ( $C = 0$ ) が湛水域に流入する場合について述べる。Fig.3.10 のようなほぼ矩形に近いハイドログラフが湛水域上流端より流入したとき、ダム天端より越流するハイドログラフの数値計算結果と実験結果が Fig.3.11 である。流入ハイドログラフはピーク流量 (単位幅流量:  $Q$ )  $166.7\text{cm}^2/\text{sec}$  で、約 5 秒間流入する。下流端天端より流出する越流量の最大値は第一波にあり、計算結果では  $192\text{cm}^2/\text{sec}$ 、実験結果によれば約  $210\text{cm}^2/\text{sec}$  となっている。いずれの場合も越流量の最大値のほうが流入流量のピーク値より大きくなっているが、数値計算での第一波のピーク値はそれほど大きくはならない。また、計算結果または実験結果をみても越流する流量

は周期的にピークをもっているがこれは湛水域内の波の反射によるものと考えられる。周期やその最大値もほぼ計算結果と実験結果とが一致している。図中で、実験結果において 10.5sec 以降は越流水が堰に沿って流れ不完全ナップを呈するため、越流量は示していない。Fig.3.12 は湛水域上流端から粒子径  $d_{50} = 0.17$  mm, 濃度  $C = 0.35$  の泥流を与えたときの流入ハイドログラフである。この流入による堰天端での越流ハイドログラフの実験値が Fig.3.13 および Fig.3.14 中に破線で示されており、各図の実線は後述する密度勾配の項を無視した場合と考慮した場合の計算結果である。流入するピーク流量は先の清水の場合とほぼ同じであるが、越流する第一波の最大値は清水の場合が約  $210\text{cm}^2/\text{s}$  であるのに対しこのような高濃度の場合約  $260\text{cm}^2/\text{s}$  で清水の場合よりもかなり大きな値になっている。Fig.3.13 および 3.14 中に示されている第二波以降では、いずれの計算結果もほぼ実験結果と対応していると思われる。Fig.3.13 は密度

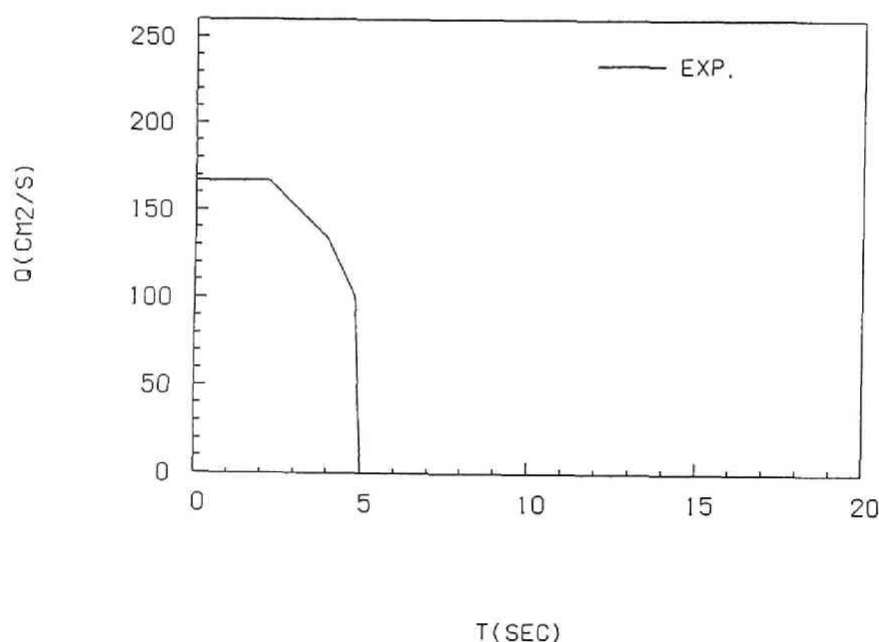


Fig. 3.10. Hydrograph of inflow ( $C = 0$ ).

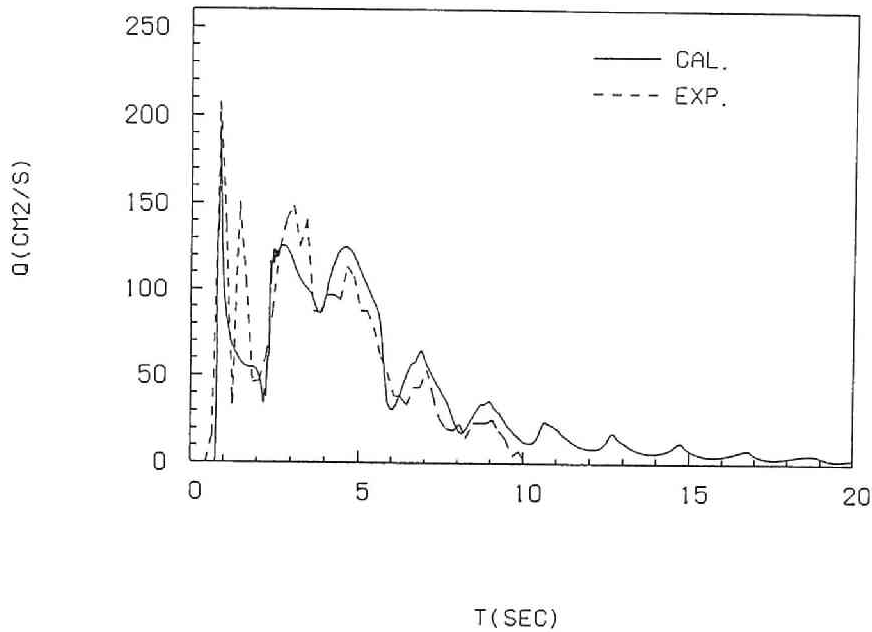


Fig. 3.11. Hydrograph of at the weir.

勾配の項を  $\frac{1}{2} \frac{g}{\rho_m} h^2 \frac{\partial \rho_m}{\partial x} = 0$  として計算した結果である。全体的な傾向は計算結果と実験結果とはほぼ対応しているが第一波のピーク値について、計算結果の値は実験値のそれよりもかなり小さな値となっている。一方、Fig.3.14 は密度勾配を考慮したもので、第一波の最大値は実験結果に近い値となっており、この項の必要性を示している。Fig.3.14 は流入する土石流の構成粒子が小さく潜入点より下流では密度流として流動する場合に対応している。Fig.3.15 は構成粒子が大きく、貯水池流入点付近に堆積する場合に対応している。この場合にも密度勾配を考慮することにより、ほぼ妥当な計算結果が得られている。ただし、実験では第三波目に大きなピークが現れていて計算と相違しているが、その理由は今のところよくわからない。

以上のように、小規模な湛水域に土石流のような段波状の流入がある場合、堰天端より越流する第一波の最大流量は流入流量の最大値よりも大きな値を示す。特に流入する段波状の流れが土石流のように高濃度の場合には清水が流入するより大きな最大越流量を示し、密度勾配による圧力の項が無視できないことを示した。

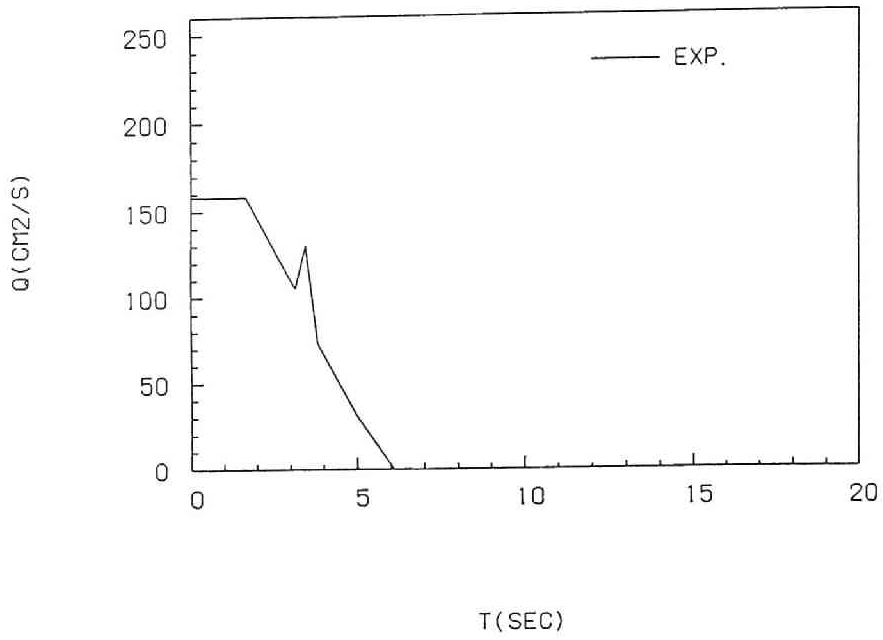


Fig. 3.12. Hydrograph of inflow (  $C = 0.35$ ,  $d_{50} = 0.17$  mm ).

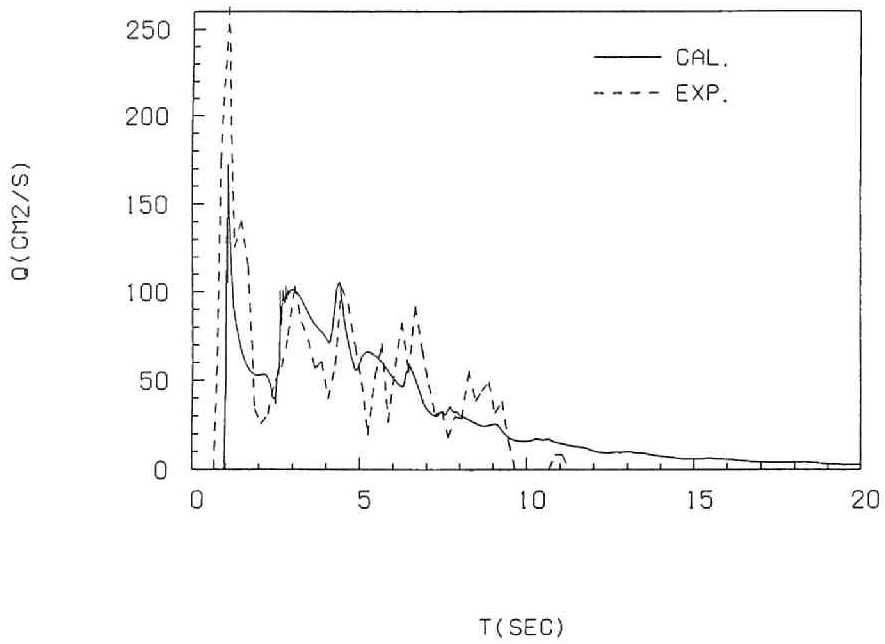


Fig. 3.13. Hydrograph at the weir (  $C = 0.35$ ,  $d_{50} = 0.17$  mm ).

$$( \text{Cal. : } \frac{1}{2} \frac{g}{\rho_m} h^2 \frac{\partial \rho_m}{\partial x} = 0 )$$

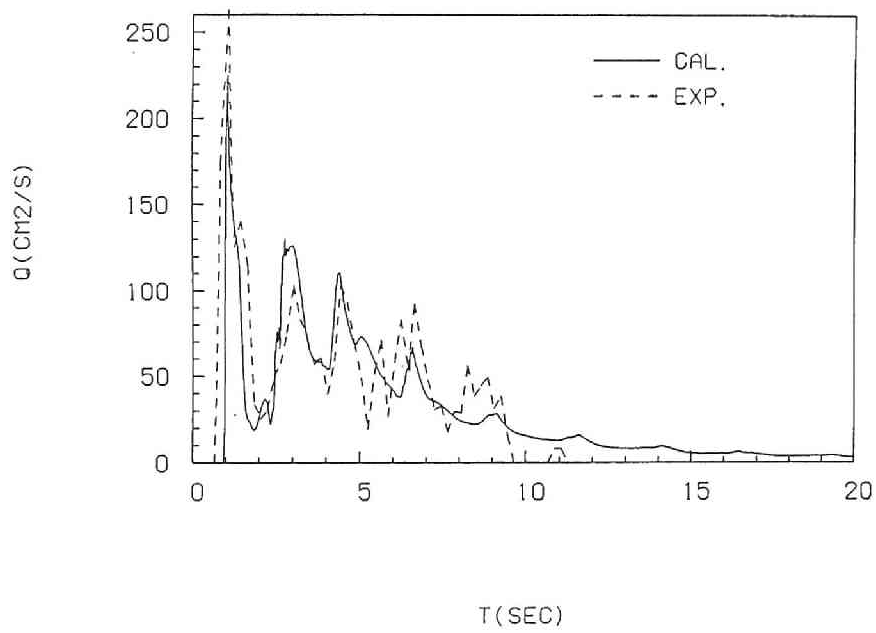


Fig. 3.14. Hydrograph at the weir (  $C=0.35$ ,  $d_{50}=0.17$  mm ).

( Cal. with  $\frac{1}{2} \frac{g}{\rho_m} h^2 \frac{\partial \rho_m}{\partial x}$  )

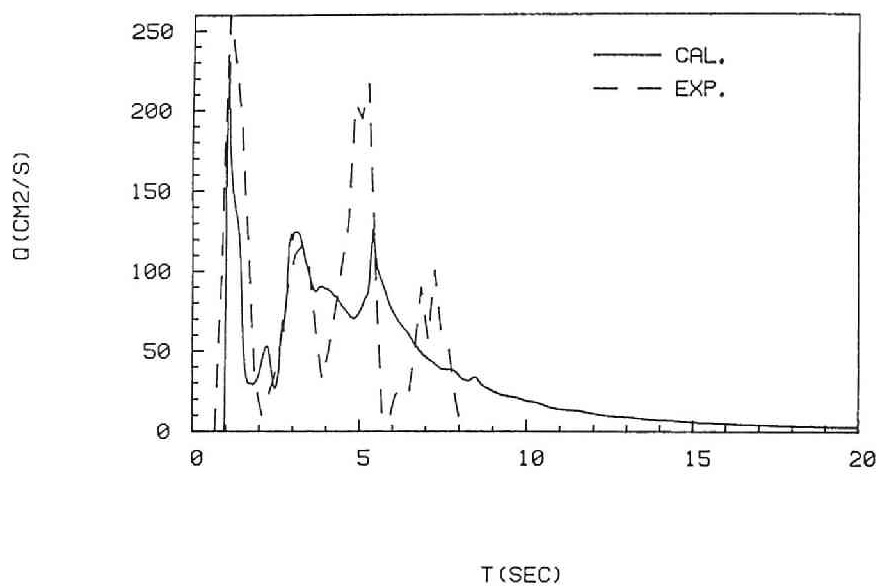


Fig. 3.15. Hydrograph at the weir (  $C = 0.35$ ,  $d_{50} = 0.61$  mm ).

( Cal. with  $\frac{1}{2} \frac{g}{\rho_m} h^2 \frac{\partial \rho_m}{\partial x}$  )

### 3-4 小規模貯水池における土石流の流動・堆積過程

従来, 貯水池に流入する土砂は多くはダム堆砂の問題として取り扱われて来たが, 土石流のように集合流動形態で貯水池に流入した土砂がどのような過程で堆砂<sup>13)</sup>するかについてはまだあまり研究がされていない。そこで, ここでは土石流のような集合流動の流れが小規模な貯水池に流入した場合の流動・堆積過程について検討する。

#### 3-4-1 実験の概要

実験装置は前項で示した Fig.3.16 の長さ 6 m, 幅 15 cm の可変勾配水路 (設定傾斜角:  $18^\circ$ ) を使い, 実験条件は Table 3.3 のように, 実験砂の粒径  $d_{50} = 0.98 \sim 0.17$  mm, 土砂の容積濃度  $C = 0.20 \sim 0.40$ , 単位幅流量  $q_T = 53.3, 80.0, 120.0$   $\text{cm}^3/\text{s}/\text{cm}$  である。

Fig.3.17 は実験結果の一例である。これらは流量  $Q_T = 800$   $\text{cm}^3/\text{s}$ , 容積濃度  $C = 0.35$  で, (a) 図は粒径が  $d_{50} = 0.59$  mm, (b) 図は  $d_{50} = 0.17$  mm の流入後の結果である。この二つの実験の差異は含有粒子の粒径の差だけである。(a) 図のように比較的粒径の大きな石礫タイプの土石流の場合には, 流入後しばらくすると水面付近にデルタフロント部をもった形態の堆砂形状を

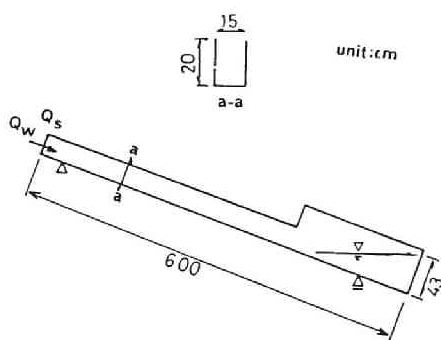
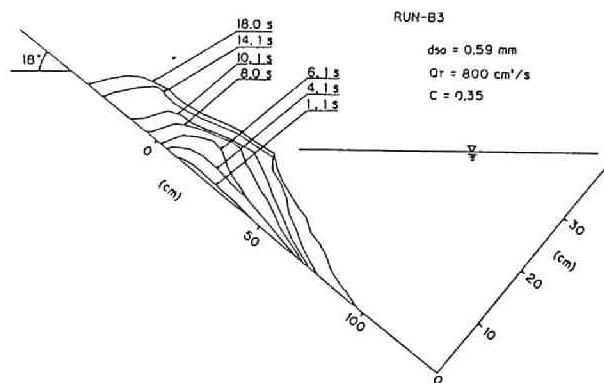


Fig. 3.16. Experimental flume.

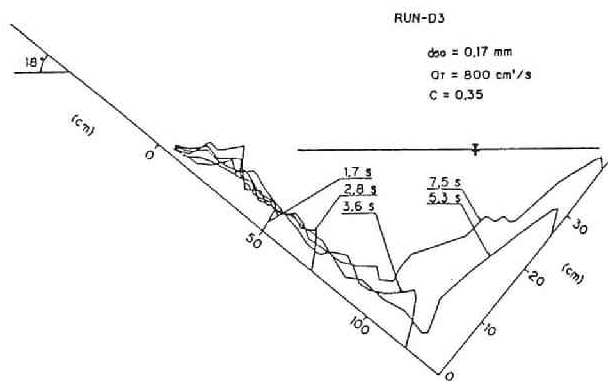


Table 3.3. Expeimental conditions.

RUN NO.	实 验 砂		流 量 (cm <sup>3</sup> /s)	温度 (°C)
	粒径 d <sub>50</sub> (mm)	比 重		
A 1	0.98	2.639	800	20
A 2	0.98	2.639	800	30
A 3	0.98	2.639	800	35
A 4	0.98	2.639	800	40
A 5	0.98	2.639	1200	20
A 6	0.98	2.639	1200	30
A 7	0.98	2.639	1200	35
A 8	0.98	2.639	1200	40
A 9	0.98	2.639	1800	20
A 10	0.98	2.639	1800	30
A 11	0.98	2.639	1800	35
A 12	0.98	2.639	1800	40
-----				
B 1	0.59	2.639	800	20
B 2	0.59	2.639	800	30
B 3	0.59	2.639	800	35
B 4	0.59	2.639	800	40
B 5	0.59	2.639	1200	20
B 6	0.59	2.639	1200	30
B 7	0.59	2.639	1200	35
B 8	0.59	2.639	1200	40
B 9	0.59	2.639	1800	20
B 10	0.59	2.639	1800	30
B 11	0.59	2.639	1800	35
B 12	0.59	2.639	1800	40
-----				
C 1	0.34	2.635	800	20
C 2	0.34	2.635	800	30
C 3	0.34	2.635	800	35
C 4	0.34	2.635	800	40
C 5	0.34	2.635	1200	20
C 6	0.34	2.635	1200	30
C 7	0.34	2.635	1200	35
C 8	0.34	2.635	1200	40
C 9	0.34	2.635	1800	20
C 10	0.34	2.635	1800	30
C 11	0.34	2.635	1800	35
C 12	0.34	2.635	1800	40
-----				
D 1	0.17	2.637	800	20
D 2	0.17	2.637	800	30
D 3	0.17	2.637	800	35
D 4	0.17	2.637	800	40
D 5	0.17	2.637	1200	20
D 6	0.17	2.637	1200	30
D 7	0.17	2.637	1200	35
D 8	0.17	2.637	1200	40
D 9	0.17	2.637	1800	20
D 10	0.17	2.637	1800	30
D 11	0.17	2.637	1800	35



(a) Profiles of deposition.



(b) Density current.

Fig. 3.17. Deposition processes of debris flow in a pond.

し、従来のダム堆砂の形状と同様な形状を示している。一方、微細な粒子を高濃度に含む泥流タイプの土石流の場合にはそのような堆積形状にはならず、流動先端部が河床を密度フロントのような形態で流下することが認められる。すなわち、(b)図のように、泥流は河床上にある一定の層厚で流動し、模型のダム底部にまで達すると先端部はダム壁部を上昇し泥水の一部はダムを越流するようになる。このように粒子径の差異により貯水池内の堆積過程に土石流のタイプによる差があるのでここでは分けて考察する。

### 3-4-2 流入点付近に堆積する場合

ダムの堆砂過程に関する研究は多くの成果が得られており、ほぼ実用に供するまでになっている。そしてその場合、運搬される土砂は掃流砂によるものと浮遊砂によるものとが考察されているが、ここでは集合流動形態で貯水池に流入し、比較的短時間で現象が終息するものと仮定し、浮遊砂による土砂の運搬堆積過程については考慮していない。芦田ら<sup>14),15)</sup>など<sup>16)</sup>の研究によれば、浮遊砂を考慮しない場合、デルタフロントより上流側の堆砂形状は指数関数で近似できることが明らかにされている。そこで、デルタフロントより上流の堆積形状について考察する。

河床勾配 $\theta$ の貯水池に堆積した土砂のダム基底部からデルタフロント先端部までの水平距離を $x_f$ 、垂直高さを $z_f$ 、河床面の高さ $z$ の水平距離を $x$ とし、 $d_{50} = 0.98 \text{ mm}$ 、 $C = 0.35$ で、流量 $Q_T = 800 \text{ cm}^3/\text{s}$  (○印) と  $Q_T = 1200 \text{ cm}^3/\text{s}$  (●印) の場合の堆積形状を、縦軸 $z - z_f$ 、横軸 $(x - x_f)$  の両対数目盛りで表すと、Fig.3.18 のようである。

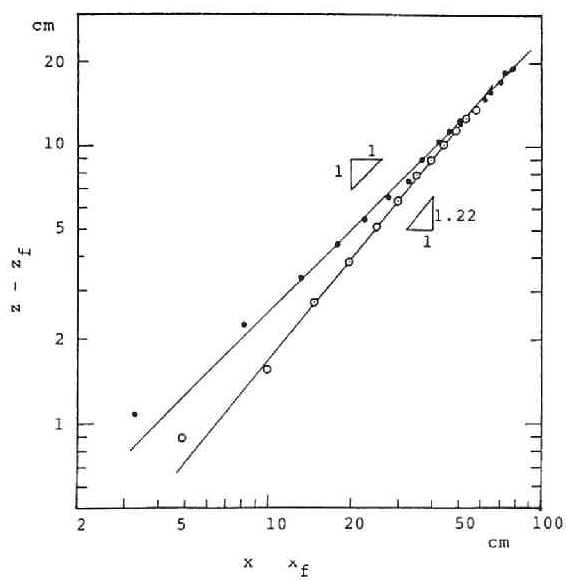
ところで、このデルタフロントより上流側、堆積上流端まで ( $x_f \leq x < x_{b0}$ ) の堆砂形状を

$$z - z_f = a(x - x_f)^n \quad (3-50)$$

とすると、Fig.3.18 の関係は流量が少ない場合には  $n = 1.22$ 、流量の多い場合の実験例では  $n = 1.0$  とする形状に近いことを示している。

この流量の少ない場合の  $n = 1.22$  は芦田らが掃流砂によるダム堆砂形状の解析で得た結果の  $n = 1.24$  とほぼ一致しており、このような指数近似モデルでも広範囲の現象を説明し得ることを示しているといえよう。ここでは指数を最も簡単に  $n = 1$  とした直線状の堆積を仮定して以下の議論を進める。

土石流の発生勾配や、集合流動と各個運搬との生起領域を区分するような勾配は高橋によって次のように与えられている<sup>17),18)</sup>。



71

$$\tan \gamma = \frac{C_*(\sigma - \rho)}{C_*(\sigma - \rho) + \rho(1 + h_0/d)} \tan \phi_r \quad (3-51)$$

$$\tan \gamma = \frac{C_*(\sigma - \rho) \tan \phi_r}{C_*(\sigma - \rho) + \rho \left\{ 1 + \left( \frac{f}{8 \sin \gamma} \right)^{1/3} \left( \frac{q_0^2}{gd^3} \right)^{1/3} \right\}} \quad (3-52)$$

ここに,  $C_*$ : 土砂の堆積濃度,  $\sigma, \rho$ : 土砂, 水の密度,  $\phi_r$ : 土砂の安息角,  $q_0$ : 表面流の単位幅流量,  $h_0$ : 水深,  $d$ : 粒径,  $f$ : 摩擦損失係数である.

上式の適応において, 上流側への堆積の遡上過程で表面流があまり生じないような場合には表面流による安定勾配よりも土石流発生勾配に近いものと考えられる.

一方, デルタフロントの前面の堆積勾配  $\tan \phi_s$  の時間変化 (sec) が Fig.3.19 に示してある. 流量  $Q_T = 800 \text{ cm}^3/\text{s}$ ,  $d_{50} = 0.98 \text{ mm}$ , 濃度  $C = 0.4$  の場合で, デルタフロントより下流側へ 0 ~ 10, 0 ~ 20, 10 ~ 20 cm の区間の勾配が示されている. この場合, 10 秒前後まで堆砂勾配は増加するが, それ以降勾配は増減を繰り返している. これは, 上流側より連続的に供給される土砂によって勾配は増加するものの, ある勾配以上になれば堆積土砂は崩壊し, 流動して緩勾配で停止する. しかし, 後続する土砂によって再度勾配は増加し, また緩勾配になる. それが繰り返されているものと思われる. そしてデルタフロントから元河床までの平均的な勾配 ( $\tan \phi_s = 0.7$ ) は Gibson<sup>19)</sup>によって提案された清水中の次式の水中安息角 ( $\tan \phi_s = 0.68$ ) にほぼ等しいことが認められる.

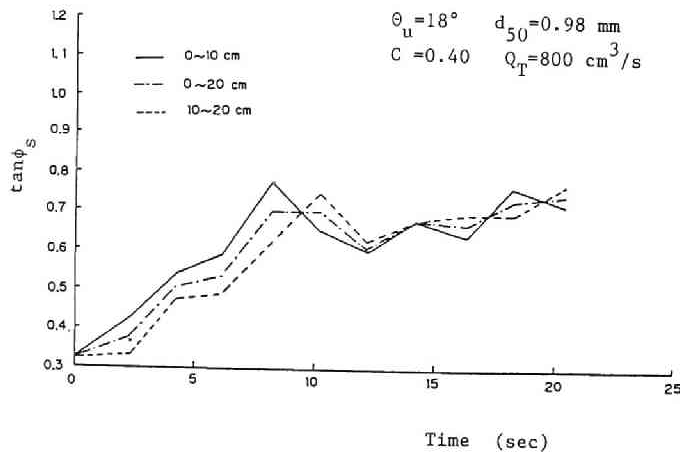


Fig. 3.19. Angle of deposition at the delta front.

$$\tan \varphi_s = k_1 d_m^{0.125} s^{0.19} r_1^{0.25} \quad (3-53)$$

ここに,  $\varphi_s$ :水中安息角 (deg.),  $d_m$ :平均粒径 (mm),  $s$ :砂の水中比重 ( $\sigma/\rho - 1$ ),  $r_1$ :砂の最長径と最短径との比,  $k_1$ :定数 (水を乱さないとき  $k_1 = 0.61$ , 乱したとき  $k_1 = 0.47$ ) である.

以上のことより, Fig.3.20 のように, 初期水面と河床との交点を原点にとり, デルタの肩が水面上にあるものとして堆積する過程を図のようにモデル化すると, 砂礫の保存則より, デルタフロントの位置, 形状などは

$$\begin{aligned} x_f &= \sqrt{\frac{2q_T C_{du} t}{C_*}} - C_1 - \frac{Y_0}{A_1} \\ A_1 &= \tan \theta \left[ \frac{\tan \theta + \tan(\varphi_s - \theta)}{\tan(\varphi_s - \theta)} - \frac{\tan \theta}{\tan(\theta - \gamma)} \right] \\ B_1 &= \tan\left(\frac{\pi}{2} - \delta\right) + \frac{1}{\tan(\theta - \gamma)} \\ Y_0 &= H + h_0 \\ C_1 &= \frac{Y_0^2}{A_1} + B_1 Y_0^2 \end{aligned} \quad (3-54)$$

$$x_{f0} = \frac{\tan \theta + \tan(\varphi_s - \theta)}{\tan(\varphi_s - \theta)} x_f \quad (3-55)$$

ただし,  $C_{du}$ は上流側流路での濃度.

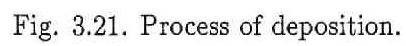
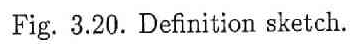
のように求めることができる.

ここに,  $H$ は土石流のジャンプの高さで<sup>20)</sup>,

$$H = \alpha' \frac{v^2}{2g} \cos \theta - \frac{v_0^2}{2g} \cos(\theta - \gamma) - h_L \cos \theta \quad (3-56)$$

ただし,  $\alpha'$ : 土石流のエネルギー補正係数であり, ダイラタント流体では 1.7,  $v_0$ : 堆積層表面流の流速,  $h_L$ : ジャンプによる損失水頭である.

以上の関係を  $Q_T = 800 \text{ cm}^3/\text{s}$ ,  $C = 0.35$ ,  $d_{50} = 0.59 \text{ mm}$  の実験結果に適用したものが Fig.3.21 である. 破線が計算値であり, 実線が実験結果である. 流入後, 6.1 秒後の形状は一致しているといえないが, 10.1, 18.0 秒後の堆積形状は計算値と実験結果とが比較的良好に対応しており, このようなモデル化が適用できるものと思われる.



### 3-4-3 密度流として流動を継続する場合

上記の議論は構成粒子が小さくて、貯水池へ流入後に密度流として流動を継続する場合には全く適用できない。そこで、この流動について、従来研究がなされた密度フロントの速度と比較検討を行う。

斜面上を流下する密度フロントの定常部の流速は<sup>21)</sup>

$$V = \left( \frac{0.75}{m} \frac{\Delta \rho}{\rho} g h i \right)^{1/2} \quad (3-57)$$

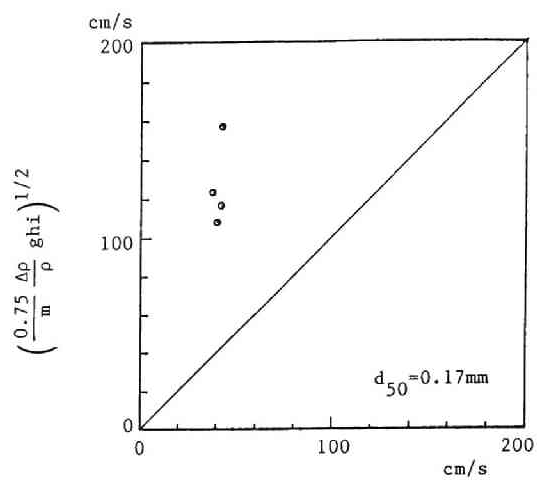
ここに、 $V$ : フロントの定常移動速度、 $h$ : フロント定常部の厚さ、 $\rho$ : 周囲水の密度、 $\Delta \rho$ : 周囲水とフロントとの密度差、 $i$ : 斜面勾配、 $m$ : 抵抗を表す係数である。実験結果より先端部の位置と平均流速、および移動層厚を読み取り、見かけの平均密度を得、理論値との比較を行った。

Fig.3.22 には抵抗を表す係数  $m$  が  $m = 0.02$  の場合と  $m = 0.18$  の場合がプロットされている。小規模な実験水路の場合には  $m = 0.02$  程度とされるが、 $m = 0.18$  とする結果とよく対応している。この抵抗を表す係数  $m$  をほぼ 1 オーダ大きくすることによって実験結果とよく対応するようになった理由は、いまのところよくわからないが、密度差の比較的小さい場合を対象とする従来の研究とは違って、密度差が大きく、かつ高速であることが原因しているものと予想される。そしてそのような速度で流下し、ダム基底部に到達すると、上昇し越流するようになることが、実験的に明かとなった。

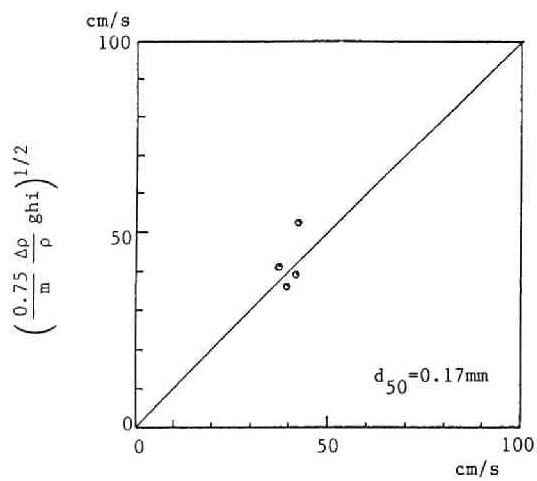
### 3-5 結 語

直線水路における泥流型土石流のハイドログラフの変化について、漸変流近似による運動方程式および連続方程式と第 2 章で述べた泥流型土石流の抵抗則を用い、数値計算と実験結果とを比較検討し、そのような非定常の流れにおいてもその抵抗則が適用できることを明らかにした。また、流路における水理構造物の代表例として湛水した砂防ダムのような小規模貯水池に土石流が流入した場合の影響について検討した。流入による発生波はダムの平均水深に対応する浅水波の特性を示すことが明かとなった。流入直後の発生波の波形をシミュレーションするには MAC(Marker and Cell) 法は有用であるが、湛水域への流入、流出の長時間にわたるハイドログラフの変化を予測するためには適切な手法であるとは言えない。高濃度の流れが清水の湛水域に流入する場合、流下方向の密度勾配が発生波に大きな影響を与えることを、その運動方程式を導くとともにその妥当性を実験的に明らかにし、湛水域への流入、堰天端での越流におけるハイドログラフの変化の予測手法を示した。





(a)  $m = 0.02$ .



(b)  $m = 0.18$ .

Fig. 3.22. Velocity of front of density current.

さらに、土石流が貯水池へ流入した場合の流動・堆積過程について述べた。構成粒子径が粗い場合には、流入点近傍から上流へかけて堆積を生ずるが、その堆積形状の時間変化予測モデルを与え、実験結果がうまく説明できることを示した。構成粒子径が小さい場合には、貯水池間の底面を密度流として流動することがわかったが、その際の抵抗係数は通常の密度流に比して大きくなっていることがわかった。しかしながら、流入点付近に堆積する場合と密度流として流動を継続する場合との領域区分や密度流の抵抗については今後に残されている。

## 参考文献

- 1) 土石流の発生機構に関する研究, 文部省自然災害特別研究成果 (研究代表者 片岡 順), 1978.12, pp. 39-40.
- 2) 芦田和男・高橋 保: 土石流の調節制御に関する研究 — 立体格子型砂防堰堤の水利機能 —, 京都大学防災研究所年報, 第 25 号 B-2, 1980, pp. 433-441.
- 3) 芦田和男・高橋 保・沢田豊明: 山地流域における出水と土砂流出 (15), 京都大学防災研究所年報, 第 29 号 B-2, 1986, pp. 291-307.
- 4) 高橋 保・中川 一: 河川堤防の決壊に伴う浮遊砂の堆積に関する研究, 京都大学防災研究所年報, 第 30 号 B-2, 1987, pp. 597-609.
- 5) 高橋 保・吉田 等: 土石流の停止・堆積機構に関する研究 (1) — 勾配急変による堆積 —, 京都大学防災研究所年報, 第 22 号 B-2, 1979, pp. 315-328.
- 6) 新井宗之・高橋 保: 泥流型土石流の流動機構, 土木学会論文集, 第 375 号, 1983, pp. 69-77.
- 7) Arai, M. and Takahashi, T : The Kármán constant of the flow laden with high sediment, 3rd Int. Symp. on River Sedimentation, University of Mississippi, 1986, pp. 824-833.
- 8) D. C. Raney and H. L. Butler : Landslide generated water wave model, Proc. ASCE, HY9, 1976, pp. 1269-1282.
- 9) 水山高久・吉松弘行・鈴木浩之: 湛水した砂防ダムに流入する土石流の影響, 第 29 回水理講演会論文集, 1985, pp. 639-644.
- 10) Harlow, F.H., and Welch, J.E. : Numeical study of large amplitude free surface motions, Physics of Fluids, Vol.9, 1966, pp. 842-851.
- 11) バトリック・J・ローチェ (高橋亮一他訳) : コンピュータによる流体力学 (上),(下), 構造計画研究所・刊, 1978.5.
- 12) Robert K.C. Chan, and Robert L. Street : A computer study of finite-amplitede water waves, Journal of Computational Physics 6, 1970, pp. 68-94.
- 12) 高橋亮一編著: コンピュータによる流体力学 (演習), 構造計画研究所・刊, 1982.2.

- 13) 椿東一郎・橋本晴行: 扇状地における洪水・土砂災害の発生とその防止軽減に関する研究, 文部省自然災害特別研究研究成果 (研究代表者 芦田和男), 1982.7, pp. 70-74.
- 14) 芦田和男: ダム堆砂に関する研究, 京都大学防災研究所年報, 第10号 B, 1967, pp. 709-732.
- 15) 芦田和男・岡部健士: 貯水池堆砂の数値計算法に関する研究, 京都大学防災研究所年報, 第25号 B-2, 1982, pp. 389-400.
- 16) 例えば, 椿東一郎・平島宗夫・石田 真: 掃流砂・浮遊砂の流入による貯水池の堆砂過程, 九州大学工学集報, 42 巻 3 号, 1969, pp. 336-343.
- 17) 高橋 保: 土石流の発生と流動に関する研究, 京都大学防災研究所年報, 第20号 B-2, 1977, pp. 405-435.
- 18) Takahashi, T : Mechanical characteristics of debris flow, Proc. ASCE, Vol.104, No.HY8, 1978, pp. 1153-1169.
- 19) 河村三郎: 土砂水理学 1, 森北出版, 1982, pp. 11.
- 20) 高橋 保・匡 尚富: 合流部における土石流の挙動と変形, 京都大学防災研究所年報, 第32号 B-2, 1989, pp. 709-732.
- 21) 土木学会編: 水理公式集 (昭和 60 年版), (社) 土木学会, 1985.1, pp. 64-65.

## 第4章 流路弯曲部における流動特性に関する研究

### 4-1 概 説

扇状地の流路を固定し、流路侵食による住空間の流亡を防ぐとともに、侵食土砂が下流河川へ悪影響を及ぼすことを防ぐために、砂防工法のうちの重要なものとして、流路工が施工されてきた。従来、流路工は土石流のような大量の土砂を流下させるものとしては設計されず、砂防ダム等で流出土砂を貯留・調節した後の洪水流を流下させることを目的に施工されるのを原則としていたが、必ずしも砂防ダムで有効に調節されるとは限らず、例えば、桜島の野尻川のように、流路工の区間が頻繁な土石流の流下・堆積路になっている例が見られる。また、岐阜県栃尾の洞谷のように、砂防ダムで貯砂しきれない土石流を流路工内に閉じこめ、この部分の堆積容量で対処しようという考え方もなされている。さらに積極的には、流路工によって土石流を無害地域へ導流しようという考え方が有り得る。流路工に土石流を流す場合、そこから土石流を氾濫させないことが原則であり、流路工内の疎通能力<sup>1)</sup>を明らかにしなければならない。とくに、土石流では流路弯曲部外岸における水位上昇が顕著であるから、この部分の護岸高さをどのように設計すればよいのかを明確にしなければならない。流路弯曲部における土石流の挙動を明確にすることは、人工の流路工の設計の問題にとどまらず、自然流路弯曲部での岸崩壊の防止のための護岸高さ、および施工延長の決定など、砂防工学の基本的な問題でもある。

ところで、流路弯曲部における流動に関する研究は、その水理特性の異なることから常流と射流とに分けて考えることができよう。土石流は極めて微細な粒子を高濃度に含む流れ以外では、多く場合流れが常流となるような条件下では、土石流自体が停止・堆積してしまうか、含有している土砂をそのような高濃度では維持することができず、低濃度の流れになってしまうので、土石流が堆積を生ぜずに流動しているような場合には、射流状態であると考えことにする。そのため従来の流路弯曲部における射流の流動特性に関する研究が参考になる。従来の取扱いとしては、流線の曲がりに基づく衝撃波の概念を導入した特性曲線の方法<sup>2)</sup>がよく用いられ、とくに外岸沿いの水位変化に対しては、これに基づく von Kármán や Knapp<sup>3)</sup> の式がよく用いられてきた。また、最近、台形断面および長方形断面に対して、自由渦仮定を用いて弯曲水路内の任意地点の水位を解析的に解く Lenau<sup>4)</sup> の式が提案された。しかし、これらの式の土石流などの高濃度流れについての適用性は、まだ十分に検討されていない。また、射流の場合には、流れの条件によっては顕著な転波列が発生するが、これが弯曲部に至ってどのようなになるかは全く不明であるといえる。

そこで、本研究においては、流路弯曲部における射流としての土石流について、従来の清水における射流理論の適応性を実験的に明らかにするとともに、その転波列における特性についても明らかにしようとするものである。また、弯曲部外壁水位の低下法についても検討する。

#### 4-2 流路弯曲部の射流に関する理論

von Kármán は、気体の超音速二次元流の場合と同様に、流れてきた水流に弯曲部の側壁が圧力を及ぼし、衝撃波を発生するという概念に基づいて、理論を展開した。彼は比エネルギーが一定である、

$$H_s = h + \frac{v^2}{2g} = \text{constant} \quad (4-1)$$

という仮定のもとに、Fig.4.1 の速度ベクトルの幾何学的関係と衝撃波の上、下流に対して連続式と運動量保存式を適用することにより、次のような微分方程式を導いた。

$$\frac{dh}{d\theta} = \frac{2(H_s - h)\sqrt{h}}{\sqrt{2H_s - 3h}} = \frac{\sqrt{\frac{2h}{H_s}\left(1 - \frac{h}{H_s}\right)H_s}}{\sqrt{1 - \frac{3}{2}\frac{h}{H_s}}} \quad (4-2)$$

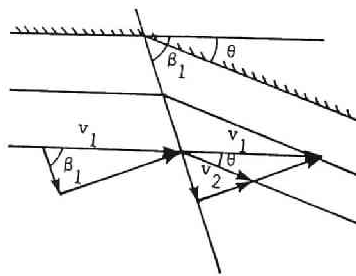


Fig. 4.1. Vector diagram of velocities.

上式の解として、曲がりによる側壁の水深と角変化量との関係が次式のように得られる<sup>2)</sup>。

$$\theta = \sqrt{3} \tan^{-1} \left[ \frac{\frac{h}{2}}{\frac{3H_s}{1 - \frac{h}{2}}} \right]^{\frac{1}{2}} - \tan^{-1} \frac{1}{\sqrt{3}} \left[ \frac{\frac{h}{2}}{\frac{3H_s}{1 - \frac{h}{2}}} \right]^{\frac{1}{2}} - \theta_1 \quad (4-3)$$

この式は、また流れのフルード数を用いると、

$$\theta = \sqrt{3} \tan^{-1} \frac{\sqrt{3}}{\sqrt{F^2 - 1}} - \tan^{-1} \frac{1}{\sqrt{F^2 - 1}} - \theta_1 \quad (4-4)$$

のようにも表される。ここに、 $\theta$ ：側壁に沿う角変化量、 $h$ ：水深、 $H_s$ ：比エネルギー、 $F$ ：フルード数、 $\theta_1$ ：積分定数で、 $\theta=0$ における $h/H$ または $F$ によって求められる。

Knapp<sup>3)</sup>は(4-3)あるいは(4-4)式が水深 $h$ から角変化量 $\theta$ を求める式になっていて不便であるとし、衝撃波の概念と同様の基本式から次式を得た。

$$h = \frac{V^2}{g} \sin^2 \left( \beta_1 + \frac{\theta}{2} \right) \quad (4-5)$$

ここに、 $V$ ： $\theta=0$ における流速、 $g$ ：重力加速度、 $\beta_1$ ：弯曲入り口における衝撃波の角度で、弯曲入り口におけるフルード数を $F_1$ とすると、 $\sin \beta_1 = 1/F_1$ である (Fig.4.1 参照)。

式(4-5)は最大水位の現れる位置に関する情報は何も与えていないが、外壁沿いの水位は、弯曲入り口の内壁側から発する負の衝撃波が到達する地点までは $\theta$ とともに増大して行き、そこで最大水位が現れてから減少して行く。したがって、式(4-5)の適用限界は、この最大水位の生ずる角変化量 $\theta_0$ までで、 $\theta_0$ は近似的に

$$\theta_0 = \tan^{-1} \frac{b}{\left(r + \frac{b}{2}\right) \tan \beta_1} \quad (4-6)$$

で表される。ここに、 $\theta_0$ ：限界角変化量、 $b$ ：水路幅、 $r$ ：水路の中心曲率半径である。

一方, Lenau<sup>4)</sup> は台形断面水路および長方形断面水路の弯曲部の水面形に対する解析解を与えている。台形断面水路について Fig.4.2 に示す記号を用いて, 彼はエネルギー式, 連続式および自由渦の条件式を円筒座標系で次のように表した。

$$\frac{v_r^2 + v_\theta^2}{2g} + e + h = \frac{U^2}{2g} + h_0 \quad (4-7)$$

$$\frac{\partial}{\partial r}(h v_r r) + \frac{\partial}{\partial \theta}(h v_\theta) = 0 \quad (4-8)$$

$$\frac{\partial v_r}{\partial \theta} = \frac{\partial}{\partial r}(r v_\theta) \quad (4-9)$$

ここに,  $v_r, v_\theta$ :  $r, \theta$  方向の速度成分,  $e$ : 河床の上昇分,  $h$ : 水深,  $U, h_0$ : 弯曲部に入る前の流速および水深,  $r_0$ : 水路中心の曲率半径である。

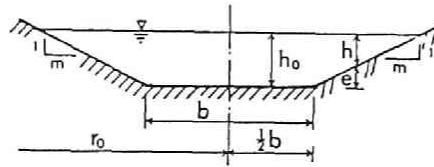


Fig. 4.2. Trapezoidal cross section of undisturbed flow.

式 (4-7) ～ (4-9) を,

$$x = \frac{r_0 \theta}{h_0}, \quad y = \frac{(r - r_0)}{h_0}, \quad e^* = \frac{e}{h_0}, \quad h^* = \frac{h}{h_0},$$

$$v_r^* = v_r / \sqrt{gh_0}, \quad v_\theta^* = v_\theta / \sqrt{gh_0}, \quad F_0 = U / \sqrt{gh_0}, \quad \epsilon = \frac{h_0}{r_0}$$

のようにして無次元化すると,

$$\frac{(v_r^*)^2 + (v_\theta^*)^2}{2} + e^* + h^* = 1 + \frac{1}{2} F_0^2 \quad (4-10)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} [h^* v_r^* (1 + \epsilon y)] + \frac{\partial}{\partial x} (h^* v_\theta^*) = 0 \quad (4-11)$$

$$\frac{\partial v_r^*}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} [(1 + \epsilon y) v_\theta^*] \quad (4-12)$$

となる.

$\epsilon$  が微小であるとして,  $h^*$ ,  $v_\theta^*$ , および  $v_r^*$  を以下のように展開し,  $\epsilon$  に関する摂動解を求める.

$$h^* + e^* = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \epsilon h_n \quad (4-13)$$

$$v_\theta^* = F_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \epsilon^n v_{\theta,n} \quad (4-14)$$

$$v_r^* = \sum_{n=1}^{\infty} \epsilon^n v_{r,n} \quad (4-15)$$

式 (4-13)～(4-15) を式 (4-10)～(4-12) に代入し,  $\epsilon$  の 1 乗の項について整理すると, それぞれ,



$$h_1 + F_0 v_{\theta,1} = 0 \quad (4-16)$$

$$\frac{\partial}{\partial y}[(1 - e^*)v_{r,1}] + \frac{\partial}{\partial x}[h_1 F_0 + (1 - e^*)v_{\theta,1}] = 0 \quad (4-17)$$

$$\frac{\partial v_{r,1}}{\partial x} = \frac{\partial v_{\theta,1}}{\partial y} + F_0 \quad (4-18)$$

となる。

Lenau は台形断面の場合を解くことを主目的とし、断面を中央部と両側の斜面部分の三つの部分に分割して、それぞれの領域で式 (4-16)~(4-18) の解を求め、さらに領域の接続部での両者の解が一致するという条件から、全体の解を求めている。当然のことながら、この解において、斜面勾配を示す  $m$  を 0 と置けば長方形断面の場合の解が得られる。

長方形断面を対象とすれば、このような手続きは必要ではなく、Lenau 自身も述べているように、 $y = \pm (p/2)$  で  $v_{r,1} = 0$  の条件のもとに直接解くことが可能である。ただし、 $p = b/h_0$  である。Lenau はこのような条件下での解法については詳細に述べていないので、ここで説明を加えることにする。

式 (4-16) を式 (4-17) に代入し、Fig.4.2 に示したように、 $e^* = 0$  を代入すると、式 (4-17) および (4-18) は

$$\frac{\partial v_{r,1}}{\partial x} + (1 - F_0^2) \frac{\partial v_{\theta,1}}{\partial x} = 0 \quad (4-19)$$

$$\frac{\partial v_{r,1}}{\partial x} = \frac{\partial v_{\theta,1}}{\partial y} + F_0 \quad (4-20)$$

となる。

$x = 0$  で  $v_{r,1} = v_{\theta,1} = 0$  という境界条件を用い、ラプラス変換、

$$V_{\theta}(y, \alpha) = \int_0^{\infty} e^{-\alpha x} v_{\theta,1}(y, x) dx, \quad V_r(y, \alpha) = \int_0^{\infty} e^{-\alpha x} v_{r,1}(y, x) dx$$

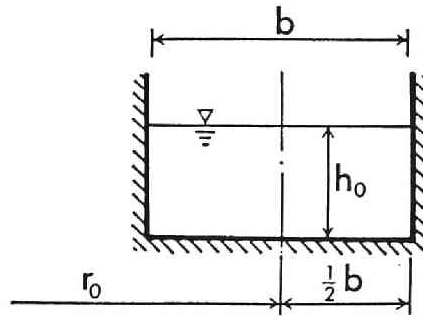


Fig. 4.3. Rectangular cross section of undisturbed flow.

を使って, 式 (4-19) および (4-20) を変換すると,

$$\frac{\partial V_r}{\partial y} + (1 - F_0^2) V_\theta \alpha = 0 \quad (4-21)$$

$$\alpha V_r = \frac{\partial V_\theta}{\partial y} + \frac{F_0}{\alpha} \quad (4-22)$$

となる.

式 (4-22) を式 (4-21) に代入し,  $V_\theta$  について解くと,

$$V_\theta = A \exp(\alpha \sqrt{F_0^2 - 1} y) + B \exp(-\alpha \sqrt{F_0^2 - 1} y) \quad (4-23)$$

となる. 式 (4-23) を式 (4-22) に代入すると,

$$V_r = \frac{F_0}{\alpha^2} + \sqrt{F_0^2 - 1} \left\{ A \exp(\alpha \sqrt{F_0^2 - 1} y) - B \exp(-\alpha \sqrt{F_0^2 - 1} y) \right\} \quad (4-24)$$

である。

ここで、境界条件、

$$\begin{aligned} y = \frac{p}{2} \quad \text{で} \quad V_r &= 0 \\ y = -\frac{p}{2} \quad \text{で} \quad V_r &= 0 \end{aligned} \quad (4-25)$$

から、式 (4-24) の係数  $A$ ,  $B$  を求めると、

$$\begin{aligned} A &= -\frac{1}{\alpha^2} \frac{F_0}{\sqrt{F_0^2 - 1}} \frac{\exp(\alpha \sqrt{F_0^2 - 1} \frac{p}{2}) - \exp(-\alpha \sqrt{F_0^2 - 1} \frac{p}{2})}{\exp(\alpha \sqrt{F_0^2 - 1} p) - \exp(-\alpha \sqrt{F_0^2 - 1} p)} \\ B &= \frac{1}{\alpha^2} \frac{F_0}{\sqrt{F_0^2 - 1}} \frac{\exp(\alpha \sqrt{F_0^2 - 1} \frac{p}{2}) - \exp(-\alpha \sqrt{F_0^2 - 1} \frac{p}{2})}{\exp(\alpha \sqrt{F_0^2 - 1} p) - \exp(-\alpha \sqrt{F_0^2 - 1} p)} \end{aligned} \quad (4-26)$$

となる。したがって、 $V_\theta$ ,  $V_r$  は

$$V_\theta = -\frac{1}{\alpha^2} \frac{F_0}{\sqrt{F_0^2 - 1}} \frac{\sinh(\alpha \sqrt{F_0^2 - 1} y)}{\cosh(\frac{1}{2} \alpha \sqrt{F_0^2 - 1} p)} \quad (4-27)$$

$$V_r = \frac{F_0}{\alpha^2} - \frac{F_0}{\alpha^2} \frac{\cosh(\alpha \sqrt{F_0^2 - 1} y)}{\sinh(\frac{1}{2} \alpha \sqrt{F_0^2 - 1} p)} \quad (4-28)$$

のようになる。

正の実数  $\alpha$  に対して、式 (4-27) および (4-28) を逆変換すると、

$$v_{\theta,1} = - \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \left\{ \delta \left[ x - \sqrt{F_0^2 - 1} (kp + \frac{1}{2}p - y) \right] - \delta \left[ x - \sqrt{F_0^2 - 1} (kp + \frac{1}{2}p + y) \right] \right\} \quad (4-29)$$

$$v_{r,1} = F_0 x - F_0 \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \left\{ \delta \left[ x - \sqrt{F_0^2 - 1} (kp + \frac{1}{2}p - y) \right] + \delta \left[ x - \sqrt{F_0^2 - 1} (kp + \frac{1}{2}p + y) \right] \right\} \quad (4-30)$$

である。

したがって式(4-13)および式(4-16)から $\epsilon^2$ 以上の項を無視すると、彎曲部における水面形の式として次式が得られる。

$$h = h_0 + E \quad (4-31)$$

$$E = \frac{U h_0^2}{\sqrt{g h_0 r_0}} \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \left\{ \delta \left[ x - \sqrt{F_0^2 - 1} (kp + \frac{1}{2}p - y) \right] - \delta \left[ x - \sqrt{F_0^2 - 1} (kp + \frac{1}{2}p + y) \right] \right\} \quad (4-32)$$

ただし、関数  $\delta(x)$  は

$$\begin{aligned} \delta(x) &= 0, & x < 0 \\ \delta(x) &= x, & x \geq 0 \end{aligned} \quad (4-33)$$

を与える関数である。

外壁沿いでは、 $y = p/2$  であるから、 $E$  の最大値は  $x = (F_0^2 - 1)^{\frac{1}{2}}p$ ,  $(F_0^2 - 1)^{\frac{1}{2}}p$ ,  $(F_0^2 - 1)^{\frac{1}{2}}p$ , ... で生じ、その値は、 $F_0 \gg 1$  のとき、

$$E_{max} = \frac{U^2 b}{g r_0} \quad (4-34)$$

となって、衝撃波が生じないと仮定した場合に、遠心力と横断水面勾配とが釣り合うとして導

いた式と同じである。ただし、 $E_{max}$ を生じる弯曲角、 $\theta = b\sqrt{F_0^2 - 1}/r_0$ が、流路弯曲部の全弯曲角よりも大きい場合には、その流路外壁に沿う最大水深は式(4-34)と等しくならない。

流路弯曲部における半径方向の水面形については次節で述べるが、式(4-31)および式(4-32)によって半径方向に水深を計算すると、中央部では水路床に平行な水面形が得られるが、外壁に近づくと急激に水深が大きくなる部分が出てくる。この部分を流下方向に連ねた線が、弯曲部入り口において水路壁となす角は

$$\tan \beta = \frac{\frac{p}{2}}{\frac{p}{2}\sqrt{F_0^2 - 1}} \approx \frac{1}{F_0} \quad (4-35)$$

であって、これは衝撃波のマッハ角に等しい。すなわち Lenau の式で計算される水面形の不連続線は衝撃波による不連続線とほぼ一致し、外壁沿いの水位最大値も Knapp のものとほぼ一致しており、両者の計算結果も極端な相違を生じないことが予想される。

### 4-3 実験および考察

#### 4-3-1 実験の概要

実験水路は、長さ 17m の直線部とその下流に続く全弯曲角  $45^\circ$  の弯曲部の水路とからなっている。直線部の水路は片面ガラス張りの鋼製水路であり、勾配が  $0^\circ \sim 30^\circ$  で任意に設定可能である。水路幅は 20 cm で、水路床には粗度として、5 mm の礫が付着してある。弯曲部はアクリル製の透明水路で、上流の鋼製水路に接続して、さらに 40 cm の直線部分と  $45^\circ$  の曲がりを持つ部分、およびさらに 40 cm の直線部を持った水路である (Fig.4.4, Fig.4.5)。直線部の水路勾配は、 $17^\circ \sim 20^\circ$  に、弯曲部の水路は水路中心線に沿って  $10^\circ$  になるように設定した。また、半径方向には水平になるように水路床が整形してある。

給水装置は電磁流量計と速度可変ポンプの組み合わせによる自動制御装置により、 $0 \sim 5$  l/sec の範囲で 0.1 l/sec の間隔で任意の定値制御ならびにプログラム制御が可能である。給砂装置は  $0 \sim 1.4$  l/sec の範囲で任意の給砂量に設定できる。

実験材料としては、3mm の粒状大理石と、0.15 mm の珪砂 7 号とを重量比で 1 : 1 に混合したものをを用いた。粒子の比重はいずれも 2.65 である。

実験の種類は Table 4.1 に示したように、全流量を 1, 2, 3 l/sec, 固体分の容積濃度を 0, 0.2, 0.4 弯曲部の中心曲率半径を 40, 60, 100 cm としたものを組み合わせ、合計 27 通りの実験を行っている。

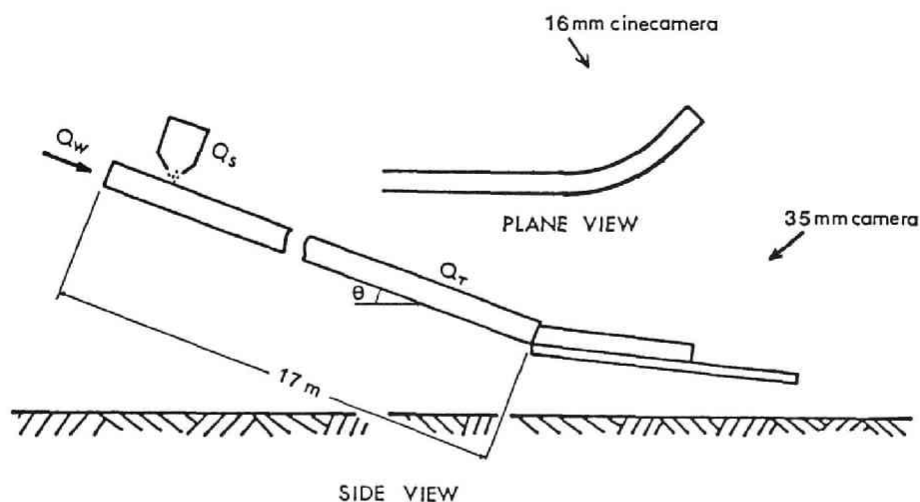


Fig. 4.4. Experimental flume.

通水時間が限られているので、弯曲部外壁の水深は 16 ミリシネカメラで撮影記録し、解析した。ただし、清水 ( $C = 0$ ) の場合はポイントゲージによる水面の測定も行った。また、弯曲部内の平面的な流れの様子は、斜め方向から 35 mm モータードライブカメラによって撮影記録し、衝撃波や剥離の解析に供した。

#### 4-3-2 弯曲部の外壁水深

まず最初に、濃度の差によって外壁水深に差が現れるかどうかを検討した結果の一例が Fig.4.6 である。実験を行った範囲 ( $d = 3$  mm の礫の濃度は最大でも 0.2 であるので決して高濃度とは言えないが) では、濃度の違いによる系統立った差はなく、清水とほとんど同様の取扱いが可能であることがわかる。ただし、図に示した水深は、激しく変動する転波列の部分を除いた基底流に相当するような部分である。

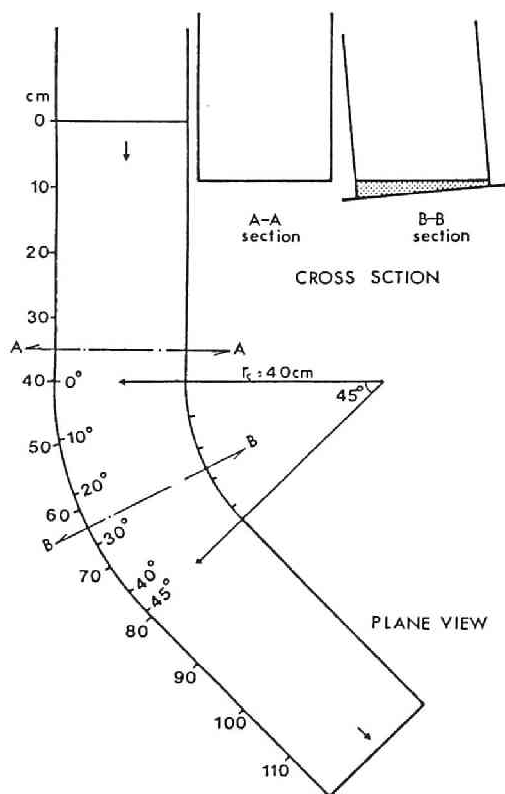


Fig. 4.5. Detail of the curved channel.

Table 4.1. Experimental conditions.

Run.No	Q(l/s)	C	$r_c$ (cm)	Channel	
				straight reach	Slope curved reach
1	1	0	40	$17^\circ$	$10^\circ$
2	2	"	"	"	"
3	3	"	"	"	"
4	1	0.2	"	20	"
5	2	"	"	"	"
6	3	"	"	"	"
7	1	0.4	"	"	"
8	2	"	"	"	"
9	3	"	"	"	"
10	1	0	60	"	"
11	2	"	"	"	"
12	3	"	"	"	"
13	1	0.2	"	"	"
14	2	"	"	"	"
15	3	"	"	"	"
16	1	0.4	"	"	"
17	2	"	"	"	"
18	3	"	"	"	"
19	1	0	100	"	"
20	2	"	"	"	"
21	3	"	"	"	"
22	1	0.2	"	"	"
23	2	"	"	"	"
24	3	"	"	"	"
25	1	0.4	"	"	"
26	2	"	"	"	"
27	3	"	"	"	"

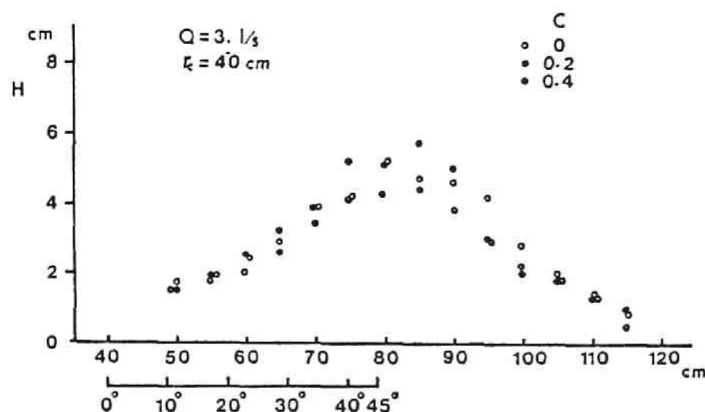
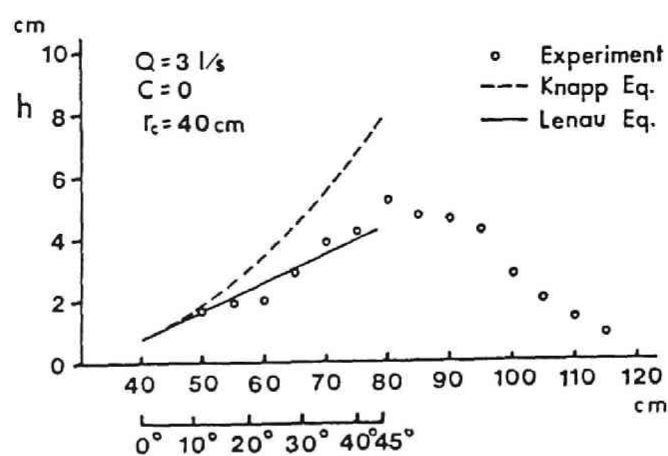


Fig. 4.6. Difference of depths along the outer wall depending on the difference of concentration.

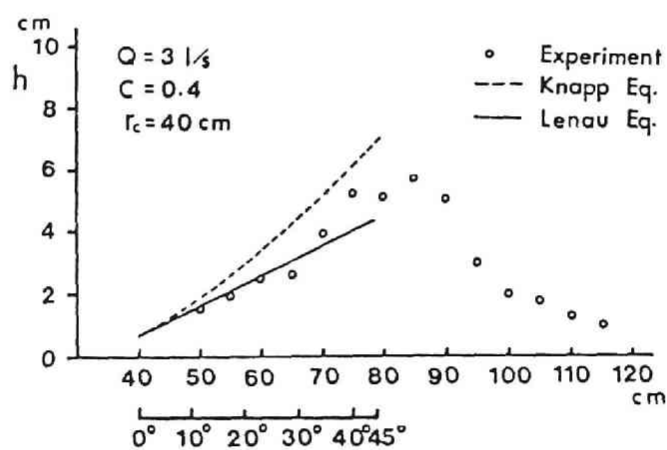
Fig.4.7 (a) ~ (h) は、上記基底流に相当する平均水深の実験結果と Knapp の式および Lenau の式とを比較したものである。Knapp の式による計算値は実験値よりも大きな値を示す傾向があり、とくに、角変化量が大きいほど差が大きくなる。一方、Lenau の式による計算値は全般的に実測値と比較的よく一致している。とくに Lenau 式による計算値の場合、 $E_{max}$  が角変化量の小さい位置で生ずるとき、周期的に水深が変化し、実験値ともよい一致を示している。Knapp も周期的に最大水深が現れることを指摘しているが、最初の最大水深が生じた位置から下流での水深変化については論じられておらず、この位置までが彼の理論の適用範囲である点が Lenau のものとの大きな相違点である。Fig.4.7 (e) ~ (h) において、Knapp の式の計算値を示す破線が短い範囲で終わっているのは、この適用限界のためである。

さらに、これらの図を見ても、濃度による差はとくに認められなく、 $C = 0.4$  の場合に対しても、Lenau の式がよく適用されることもわかる。



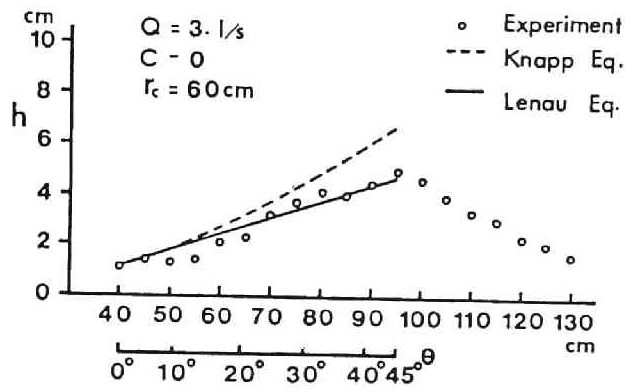


( a )

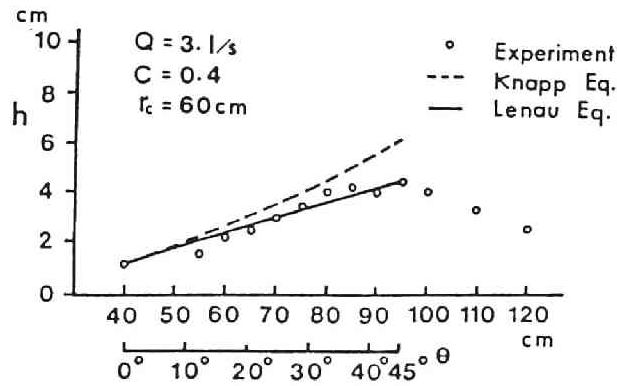


( b )

Fig. 4.7. Comparison of experimental and calculated values of outer wall surface profile.

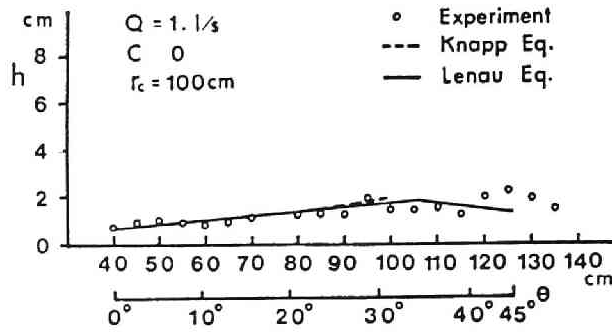


( c )

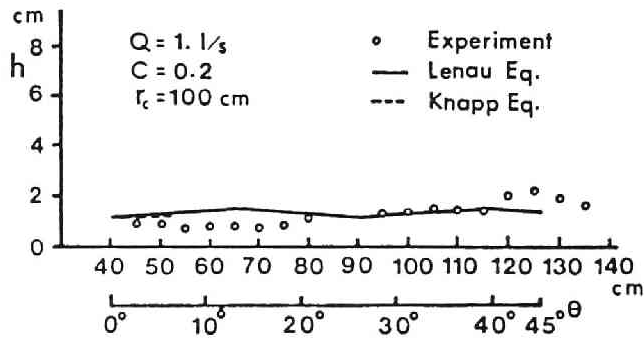


( d )

Fig. 4.7. Comparison of experimental and calculated values of outer wall surface profile (continued).

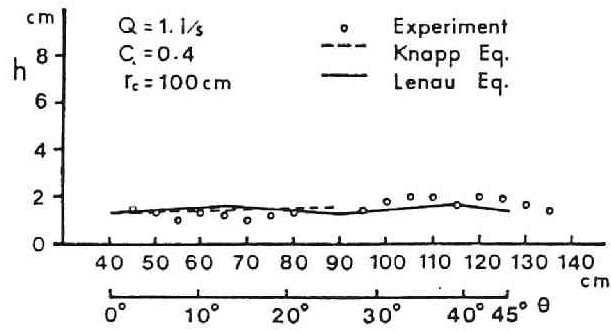


( e )

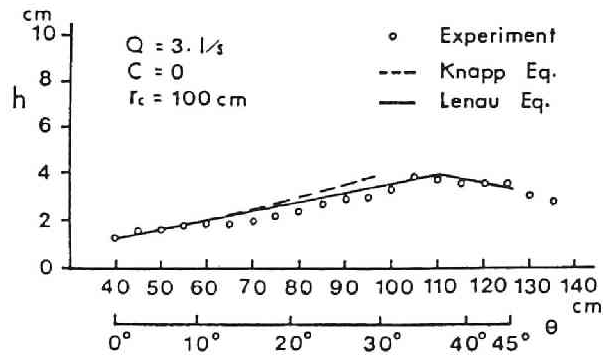


( f )

Fig. 4.7. Comparison of experimental and calculated values of outer wall surface profile (continued).



( g )



( h )

Fig. 4.7. Comparison of experimental and calculated values of outer wall surface profile (continued).

### 4-3-3 半径方向の水面形

Fig.4.8 は, Lenau 式によって弯曲角が $\theta = 10^\circ, 30^\circ, 45^\circ$  の位置での半径方向の水面形を計算し, 実験値と比較したものである. よく一致しているといえる. ただし, 実験値は格子状にポイントゲージで測定したものから内挿によって求めたものであり, 砂礫を含んだ場合については測定されていない. Fig.4.9 は, 計算結果で水位が横断方向に急激に変化する位置を連ねた線および水深が0となる点を連ねた線と実測の衝撃波位置および剥離位置とを平面的に比較したものであり, これによってもほぼ理論が適合していることがわかる.

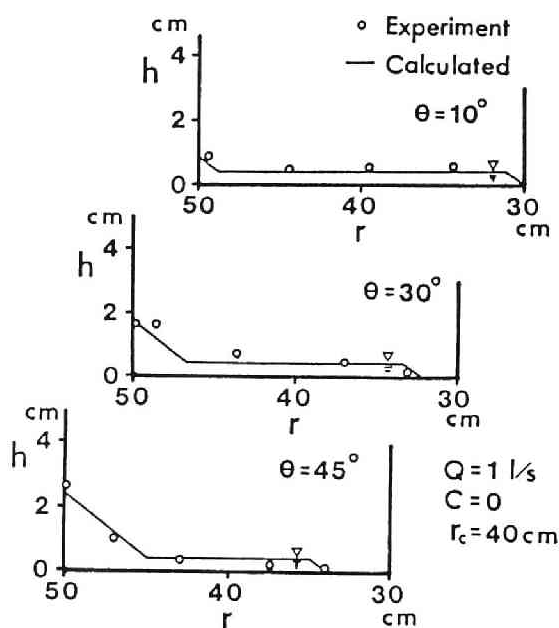


Fig. 4.8. Radial water surface profile.

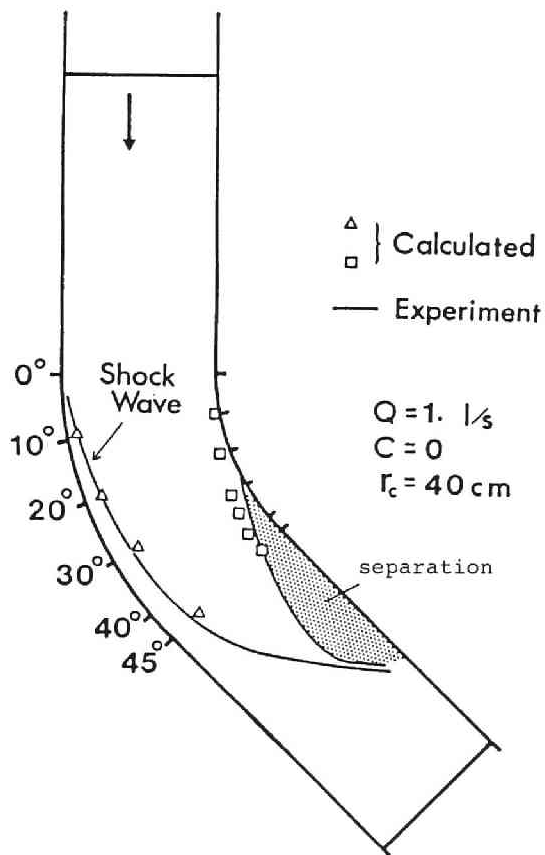


Fig. 4.9. Shock wave and separation of the flow in the curved channel.

#### 4-3-4 弯曲部における転波列の増幅

フルード数の大きい射流では一般に転波列が発生し、例えばフルード数が5の場合その最大波高は、等流水深の3倍程度にも達する<sup>6)</sup>。したがって、等流水深に対して Lenau の式がよく適合するとしても、転波列が頻繁に水路から飛び出すようでは不都合であるから、これが弯曲部でどのようなものかを予測できなければならない。Fig.4.10 は弯曲部外壁沿いの3点(偏角)において水位変動を測定した例であり、その変動振幅が偏角の増大とともに大きくなる傾向のあることを示している。

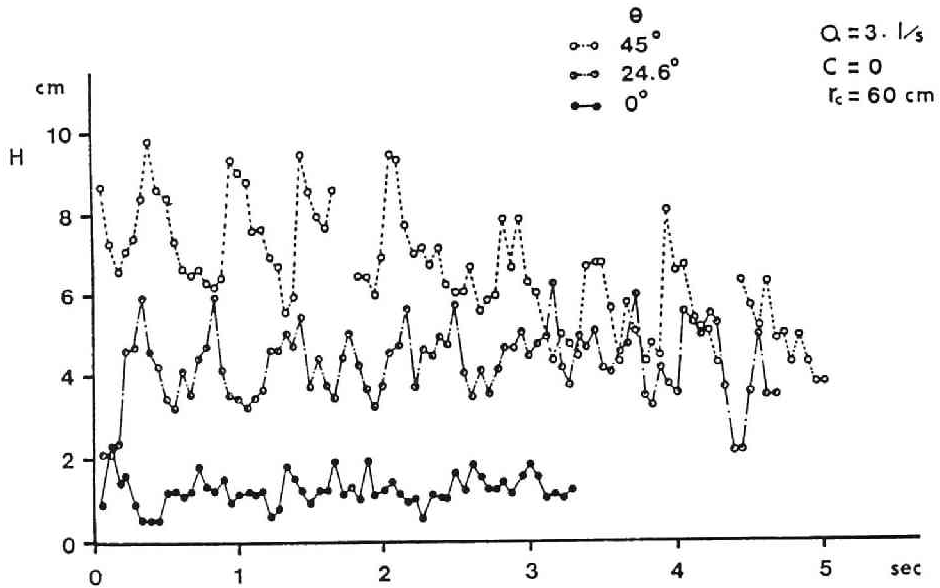


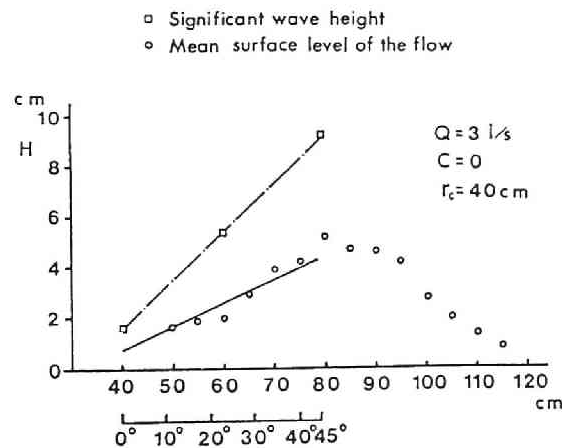
Fig. 4.10. Oscillation of the water surface at the three positions along the outer wall.

Lenau の式でもわかるように、外岸の水位上昇には遠心力が重要な役割を演じているから、転波列に対しても遠心力が作用して水位が上昇すると考え、外壁の全水深  $H_b$  が転波列部分を除いた水深  $h$  と転波列の水深  $h_r$  との和で示されるとし、

$$H = h + h_r \quad (4-36)$$

とする。そして、 $h_r$  にも Lenau 式を適用する。その際、弯曲部入り口における速度としては、等流に対する流速を用いることにする。

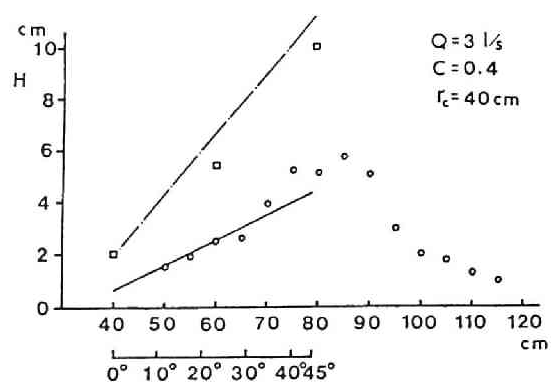
Fig.4.11 (a)~(e) は弯曲部入り口における  $h_r$  として、Fig.4.10 中の  $\theta = 0^\circ$  の波系列を実験値からつくり、その波高の大きい方から 1/3 の平均値をとった、いわゆる有義波高を採用して、これが偏角の増大とともに増大して行く様子を Lenau 式によって計算し、各地点で観測された有義波高と比較したものである。転波列に対して等流の同じ流速を考えるなど、理論的にはあいまいな点が残されているが、このような方法によって比較的正確に波の到達高さが予測できることがわかる。なお、これらの図から、転波列による到達水位がいかに高いかがわかり、転波列の重要性が理解できる。



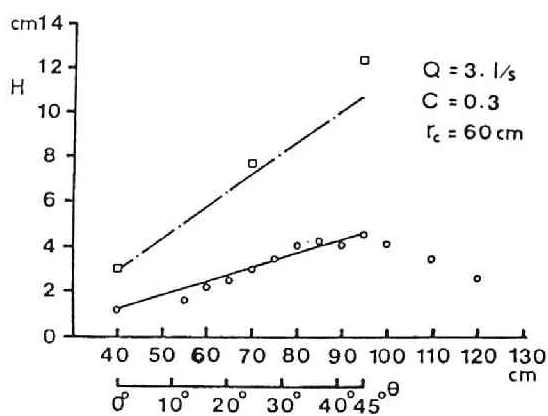
( a )

Fig. 4.11. The significant wave height superposed on the normal water stage along the outer wall.

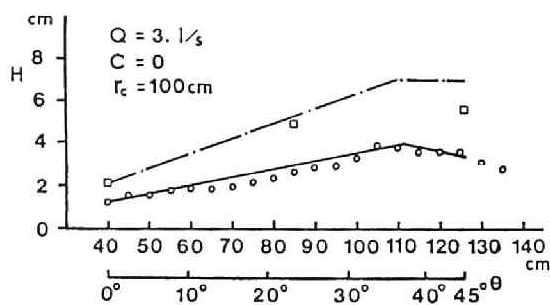




( b )

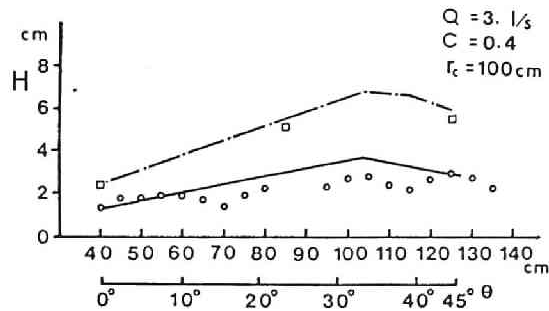


( c )



( d )

Fig. 4.11. The significant wave height superposed on the normal water stage along the outer wall(continued).



( e )

Fig. 4.11. The significant wave height superposed on the normal water stage along the outer wall(continued).

#### 4-4 外壁水位低下法

前節で述べてきたように、弯曲部外壁での水位上昇は著しい。防災上の観点や、水路の経済的な設計などの観点から、何らかの方法によって、この水位を低下させることができれば有利である。従来、この外壁水位を低下させる方法として、曲がりによるかく乱波の伝播にもとづく壁面での圧力の上昇すなわち水面上昇を除く方法として、かく乱波の発生を生じさせないように、次のような方法がとられている。

1) 河床の半径方向にカントを付ける方法：この方法は弯曲部に沿った流体の円運動による外向きの遠心力に相当する力に対し、水路床に半径方向の勾配をつけて内向きの重力成分を作用させ、外壁方向の流れを抑制し、外壁からのじょう乱波の発生を防ごうとするものである。したがって、Fig.4.12 のように半径方向の水路床に

$$\tan \phi_c = \frac{v^2}{r_0 g} \quad (4-37)$$

なる勾配 $\phi_c$ を設けるものである。

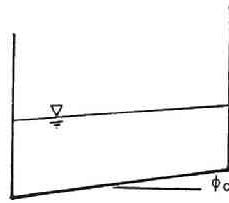


Fig. 4.12. Bending channel with cant.

2) 複合曲線を設ける方法<sup>3)</sup>: 曲線区間の始点部分と終点部分にそれぞれ主曲線水路の2倍の曲率半径  $r_t$  で, 中心角  $\theta_t$  の緩和曲線を Fig.4.13 のように設ける方法であり,  $r_t$  と  $\theta_t$  は次式のようである.

$$r_t = 2r \quad (4-38)$$

$$\theta_t = \tan^{-1} \left\{ \frac{b}{(r_t + 0.5b) \tan \beta_0} \right\} \quad (4-39)$$

ここに,  $b$ : 水路幅,  $\beta_0$ : 曲がり始めのマッハ角.

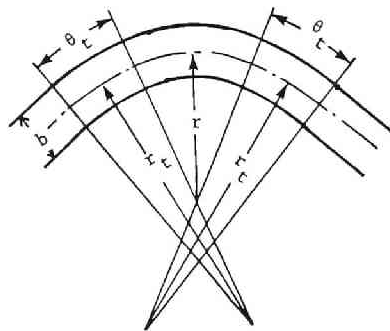


Fig. 4.13. Complex curve channel.

3) 斜めシルによる方法<sup>3)</sup>: この方法は, Fig.4.14 のように曲線部の始点の前に, 斜めのシルを設け, 水路底部付近の流れの方向を変化させ複合曲線による方法の緩和曲線と同様な効果を得ようとするものである. シルの角度 $\alpha$ は  $30^\circ$ 程度がよいとされ, シルの位置は次式のように提案されている.

$$L_{us} = \frac{b}{\tan \beta_0} \left\{ \frac{1.12}{\left(1 + \frac{3\Delta h_i}{2h_0}\right)^{1/4}} + \frac{0.0313}{\left(\frac{h_i}{h_0} \sin \beta_0\right)^2} \right\} \quad (4-40)$$

ここに,  $L_{us}$ : シルの主曲線に近い方の端から曲線の始点までの距離,  $h_i$ : シルに生じたかく乱を含めた水深,  $\Delta h_i = h_i - h_0$ .

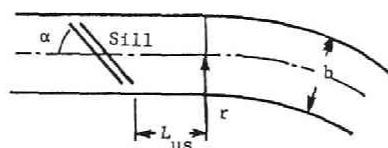


Fig. 4.14. A channel with Sill.

4) 水路を同心円上の隔壁によって仕切る方法: この方法は半径方向の攪乱を除去しようとするのではなく, 半径方向の運動量の移動を減少させ, 曲がりによるかく乱波の伝播を減少させようとするものである.

ここでは, これらの方法のうち 1) と 4) について検討してみよう.

#### 4-4-1 カントによる方法

実験装置は 3 節で述べた実験水路を用い, 水路勾配は $\theta=10^\circ$ とし,  $r_0=60$  cm の弯曲部の場合で  $\tan \phi_c=0.138, 0.293$ ,  $r_0=100$  cm の場合で  $\tan \phi_c=0.121, 0.254$  のカントを設けた. 実験砂は珪砂 8 号 ( $d_{50}=0.1$  mm) を使用した. 容積濃度は約  $C=0, 0.2, 0.3$  である. 単位幅流量  $q_T$  は  $113\sim 300$  cm<sup>2</sup>/s である.

Fig.4.15(a), (b) は曲率半径  $r_0 = 60$  cm, カントが  $\tan \phi_c = 0.138$  の場合で, 濃度が  $C = 0$  および  $0.28$  の場合である. 図中の白丸は実験値であり, 実線は仮に横断方向に水平であるとして Lenau の理論式による水深を求め, カント上の水深に換算した結果である. 実験結果から (a) の  $C = 0$  の清水の場合と (b) の  $C = 0.28$  の場合とは顕著な差異は認められない. 弯曲部始点から約  $20^\circ$  あたりまで外壁での水位上昇はあまりなく, 攪乱波の抑制の効果が認められる. しかしながら, (a), (b) いずれの場合も弯曲角が  $30^\circ$  を過ぎると水位上昇が著しくなっており, かく乱波除去の効果が減少している. また, Fig.4.16(a), (b) はカントが  $\tan \phi_c = 0.293$  の場合であるが, 弯曲部始点から約  $30^\circ$  くらいまでは外壁での水位上昇は認められないが, それ以降では顕著な水位上昇となっている. この (b) に相当する濃度が  $C = 0.18$  の場合の横断方向の水面形が Fig.4.17 であり, 弯曲角  $\theta = 10, 30, 45^\circ$  でのそれが示してある. 弯曲部始点の近くの  $\theta = 10^\circ$  では弯曲の内側での水深が大きく,  $\theta = 30^\circ$  付近ではほぼ遠心力と均衡しているような状態であるが, 弯曲部終点部では水位上昇が著しい. さらに, Fig.4.18(a), (b) は曲率半径が  $r_0 = 100$  cm の場合で, カントが  $\tan \phi_c = 0.121$ , 濃度が  $C = 0$  および  $0.21$  の場合である. いずれも弯曲角  $\theta = 18^\circ$  くらいまではかく乱波の除去の効果が現れているが, それ以降は顕著な水位上昇がみられる. 水位上昇が生じてからの最大水位は Lenau によるそれよりも大きな値を示している.

以上のことより, カントによる方法はかく乱波を除去できる弯曲角の条件があり, それ以降は顕著な水位上昇がある. この実験の範囲ではかく乱波を除去できる弯曲角は  $\theta = 20^\circ$  からせいぜい  $30^\circ$  程度である. また, それ以降の水位上昇の最大値は Lenau の式によるそれよりも大きな値を示した.

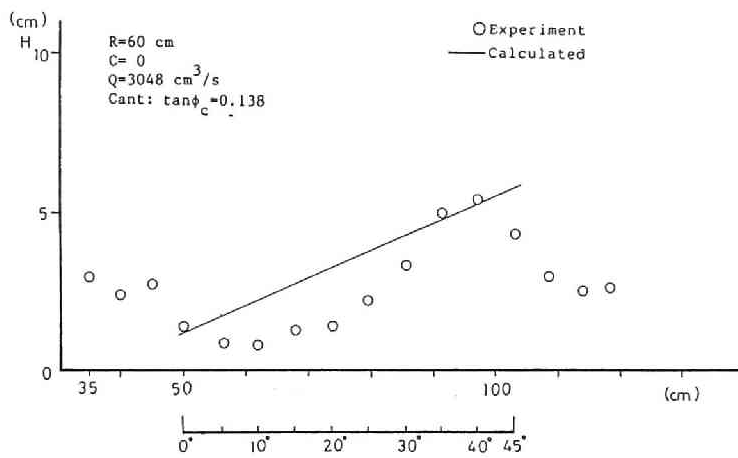
#### 4-4-2 隔壁による方法

いま, Fig.4.19 のように, 弯曲部の流路を  $(n-1)$  個の仕切板によって  $n$  分割したとする. 流路の内壁の曲率半径を  $r_i$  とし, 内壁から  $i$  番目の仕切までの距離を  $b_i$  とする. それぞれの仕切られた水路内に生じる最大水位差は

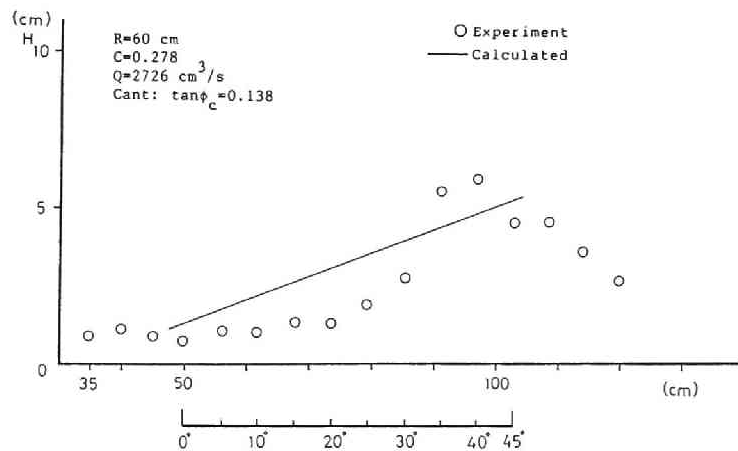
$$E_{i \max} = \frac{U^2 B_i}{gr_i} \quad (4-41)$$

によって計算される. ただし, 水路幅  $B_i$ , 曲率半径  $r_i$  は Fig.4.19 を参照して,

$$B_i = b_i - b_{i-1} \quad (4-42)$$



( a )



( b )

Fig. 4.15. Outer wall surface profile.

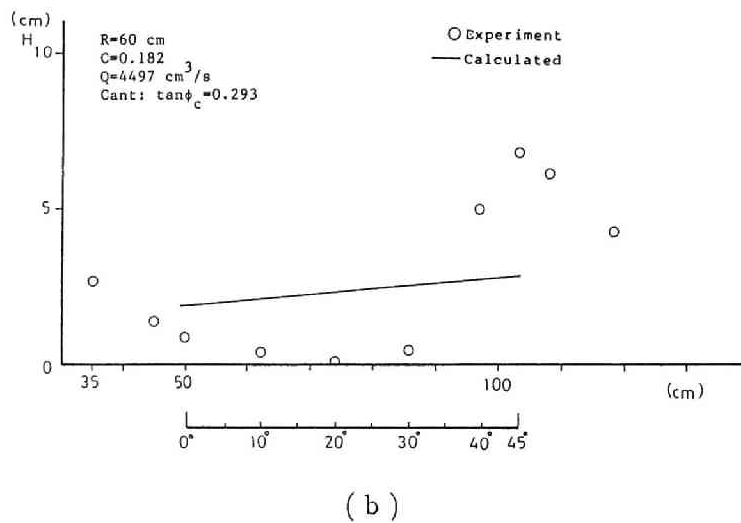
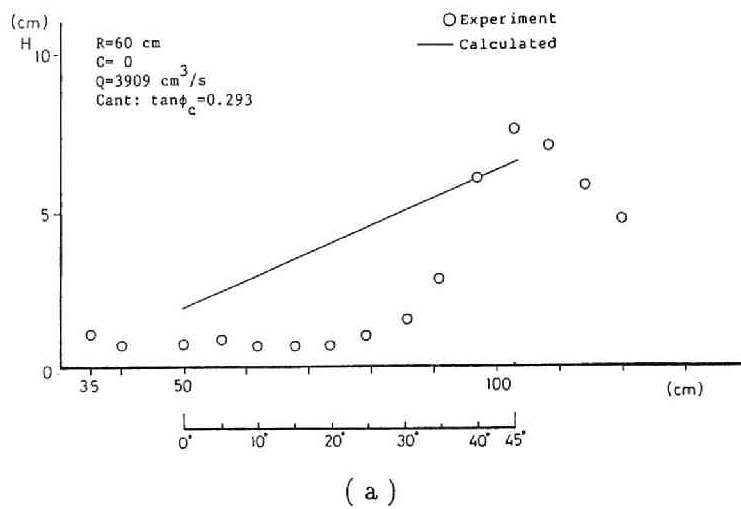


Fig. 4.16. Outer wall surface profile.

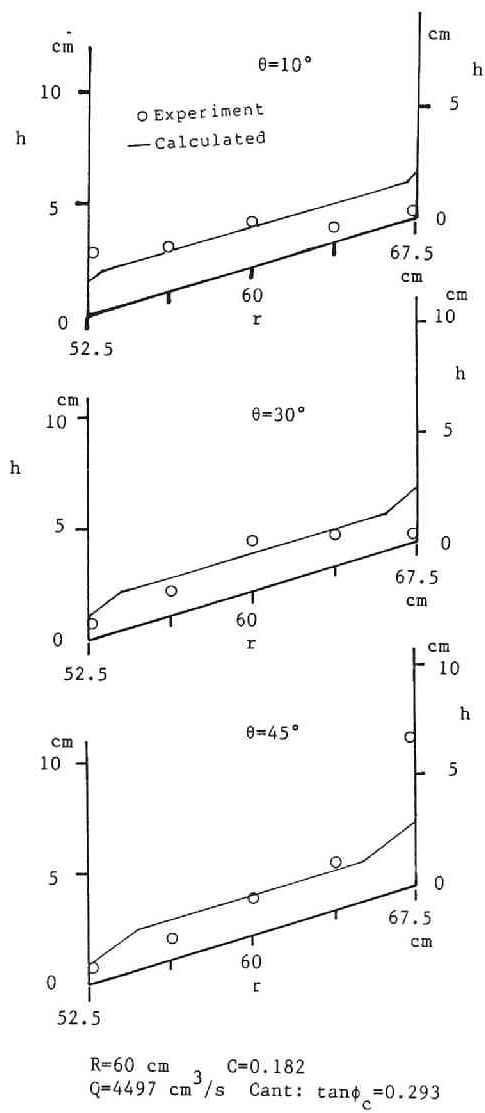
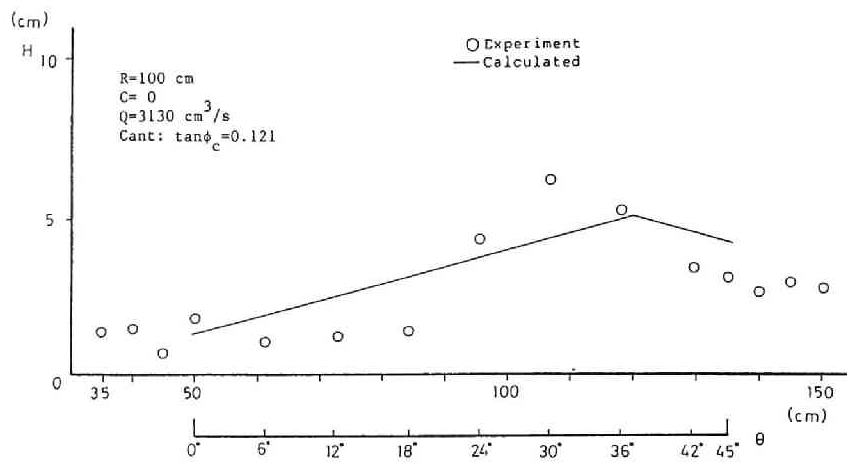
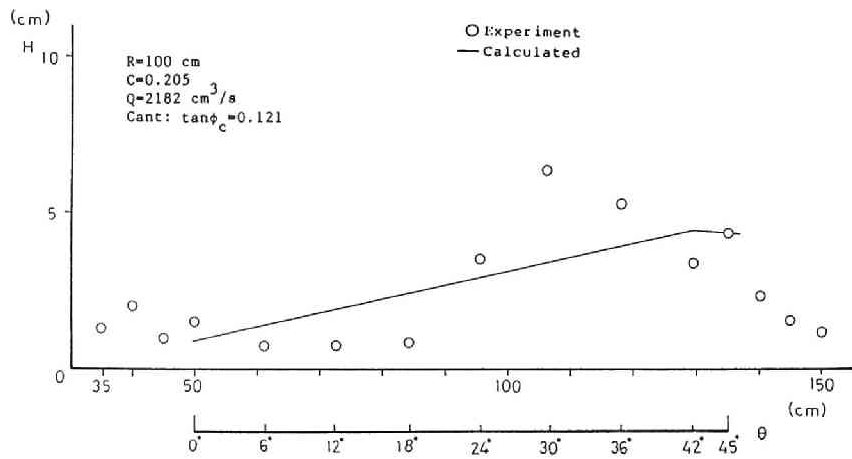


Fig. 4.17. Radial water surface profiles.





( a )



( b )

Fig. 4.18. Outer wall surface profile.

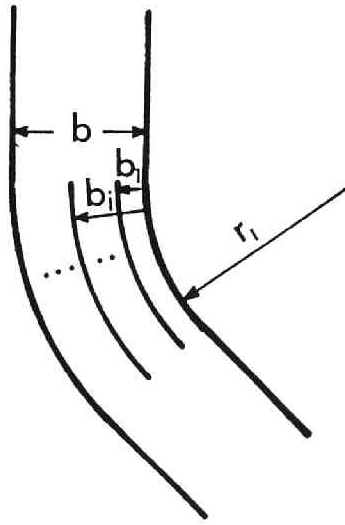


Fig. 4.19. Multiple curved vanes in the bending channel.

$$r_i = r_I + \frac{(b_i + b_{i-1})}{2} \quad (4-43)$$

となる.  $E_{i \max}$  がすべて等しくなるように隔壁の位置を決めるものとする,

$$\begin{aligned} \frac{b_1}{b} &= \left[ \left( \frac{r_I}{b} \right)^n + \left( \frac{r_I}{b} \right)^{n-1} \right]^{\frac{1}{n}} - \frac{r_I}{b} \\ \frac{b_i}{b} &= \frac{\left( \frac{b_i + 1}{b} \right) - \left( \frac{b_1}{b} \right) \frac{r_I}{b}}{\frac{r_I}{b} + \frac{b_1}{b}} \end{aligned} \quad (4-44)$$

$$\frac{b_n}{b} = 1, \text{ ただし, } 2 \leq i \leq n-1$$

となり, Fig.4.20 に  $n = 2 \sim 5$  の  $b_1/b$  と  $r_I/b$  の関係が示されている.  $r_I/b$  が大きくなると

$b_1/b$  は  $1/n$  の値に漸近する。すなわち、 $r_I/b > 10$  では、水路をほぼ  $n$  等分すれば、それぞれの水位差が等しくなる。

$E_{i \max}$  が等しくなるように水路を  $n$  分割した場合、その  $E_{n \max}$  と分割しない  $E_{\max}$  との比は

$$\frac{E_{n \max}}{E_{\max}} = \frac{\frac{(1 + \frac{b}{r_I})^{\frac{1}{n}} - 1}{(1 + \frac{b}{r_I})^{\frac{1}{n}} + 1}}{\frac{\frac{b}{r_I}}{2 + \frac{b}{r_I}}} \quad (4-45)$$

である。Fig.4.21 は  $E_{n \max}/E_{\max}$  と  $b/r_I$  との関係を示している。図より、 $b/r_I < 1$  では、 $E_{n \max}/E_{\max}$  はほぼ  $1/n$  に漸近することがわかる。すなわち、 $b/r_I$  の流路を (4-44) 式のように  $n$  分割すれば、 $E_{n \max}$  はほぼ  $1/n$  になることを示している。

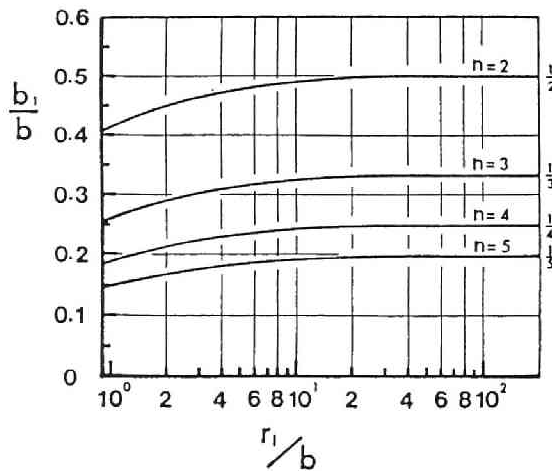


Fig. 4.20. Relationship between  $b_1/b$  and  $r_I/b$ .

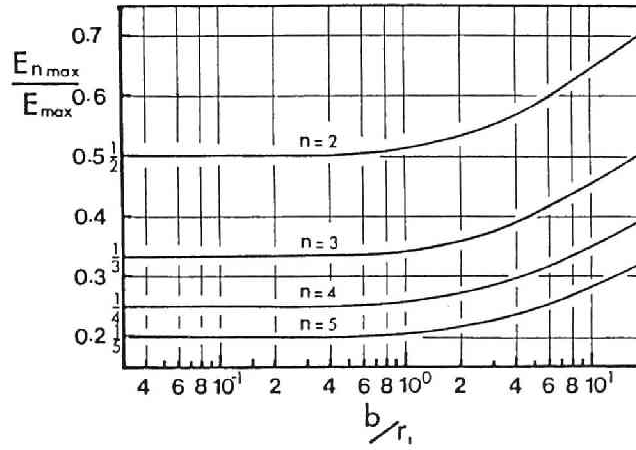


Fig. 4.21. Relationship between  $E_{nmax}/E_{max}$  and  $b/r_1$ .

つぎに、一定流量  $Q$  のもとに、弯曲部の最大水深を軽減させる有利な水路幅について考えてみよう。水流および石礫型土石流は等流に対して、それぞれ、

$$U = \frac{1}{n} h_0^{\frac{2}{3}} I^{\frac{1}{2}} \quad (4-46)$$

$$U = K h_0^{\frac{3}{2}} I^{\frac{1}{2}}$$

$$K = \frac{2}{5d} \left\{ \frac{g}{a_i \sin \alpha} [C_d + (1 - C_d) \frac{\rho}{\sigma}] \right\}^{\frac{1}{2}} \left[ \left( \frac{C_*}{C_d} \right)^{\frac{1}{3}} - 1 \right] \quad (4-47)$$

のように表される。したがって、流路弯曲部の最大水深  $h_{max}$  は、水流および土石流に対して、それぞれ、

水 流：

$$h_{max} = h_0 + E_{max} = b^{-\frac{3}{5}} \left( \frac{nQ}{I^{1/2}} \right)^{\frac{3}{5}} + b^{\frac{1}{5}} \left( \frac{I^3 Q^4}{n^6} \right)^{\frac{1}{5}} \frac{1}{gr_0} \quad (4-48)$$

土石流：

$$h_{max} = h_0 + E_{max} = b^{-\frac{2}{5}} \left( \frac{Q}{KI^{1/2}} \right)^{\frac{2}{5}} + b^{-\frac{1}{5}} \left( \frac{Q}{KI^{1/2}} \right)^{\frac{8}{5}} \frac{K^2 I}{gr_0} \quad (4-49)$$

となる。これより、土石流の場合には  $h_{max}$  は水路幅  $b$  に対して減少関数であって、水路幅が、大きくとるほど小さくなることがわかる。ただし、実際上は弯曲部で急激に水路幅を広げても、土石流は急激には広がらない性質をっており、また、弯曲部流路の延長が長い場合には流水の幅は徐々に広がって行くが、土石流中に含まれている大礫が停止するほど浅い流れになれば、堆積が生じるであろうから、その幅がどのようなものかは今のところよくわからない。一方、水流の場合には、式(4-48)から  $\frac{dh_{max}}{db} = 0$  とする  $b$  が存在するが、水路幅と曲率半径とは  $b < 2r_0$  の関係を満足しなければならないことより、

$$r_0 < \frac{16}{243} \frac{I^{3/2} Q}{g^5 n^9} \quad (4-50)$$

の条件のもとに、 $h_{max}$  を最小にする  $b$  が存在することがわかるが、実験的な検証は今後の課題である。

#### 4-5 結 語

水流および土石流の流路弯曲部における流動特性について述べてきたが、本研究で明らかにされたことがらを列挙すればつぎのようである。

- (1) 流路弯曲部における外壁沿いの水位変化は、衝撃波の概念を用いた Knapp の式よりも、自由渦を仮定して解析的に求めた Lenau の式によってより良く予測される。
- (2) Lenau の式によれば、従来のような特性曲線法による数値計算法によらなくても、横断方向の水面形を計算することができる。
- (3) 射流流れでは一般に転波列を生じるが、弯曲部において転波列の波高は増幅する。

- (4) 転波列の波高の増幅も Lenau の式によって説明され、最大水位は定常部分の水位と転波列部分の波高とを重ね合わせることによって求められる。
- (5) 弯曲部にカントを設ける方法ではかく乱波を除去できる弯曲角に限界があるが、ここでの実験範囲ではそれは約  $20^{\circ}$  から  $30^{\circ}$  であり、その範囲では水位上昇を軽減できる。
- (6) 水路内に隔壁を設けて水路幅を分割することが可能であれば、これによって水位上昇を式 (4-45) のように軽減することができる。
- (7) 一定流量に対して、土石流では流動を続けられる範囲内で流路幅を広げるほど最大水位が小さくなるが、水流では条件によって最大水位を最小とする水路幅が存在する。
- (8)  $C=0.4$  までの濃度で行った実験では、弯曲部での流れの挙動は濃度の相違による違いは顕著ではなかった。

## 参考文献

- 1) 高橋 保・吉田 等: 土石流の停止、堆積機構に関する研究 (2), 京都大学防災研究所年報, 第 22 号 B-2, 1978, pp. 315-328,
- 2) Ippen, A.T. : Mechanics of supercritical flow, Trans., ASCE, Vol.116, Paper 2434, 1951, pp. 268-295.
- 3) Knapp, R.T. : Design of channel curves for supercritical flow, Trans., ASCE, Vol.116, Paper 2434, 1951, pp. 296-325.
- 4) Lenau, C.W. : Supercritical flow in bends of trapezoidal section, Journal of the Engineering Mechanics Division, ASCE, Vol.105, No.EMI, 1978, pp. 43-54.
- 5) 芦田和男, 高橋 保, 新井宗之京都大学防災研究所年報, 第 24 号 B-2, 1981, pp. 251-263.
- 6) 高橋 保: 土石流の力学的機構, 水工学シリーズ 80-A-1, 土木学会水理委員会, 1980, pp. A-1-1 - A-1-10.

## 第 5 章 泥流型土石流の堆積過程に関する研究

### 5-1 概 説

土石流の堆積過程については、おもに石礫型土石流について多くのことが明らかにされている。石礫型土石流の堆積過程の研究で特徴的なことは、抵抗項の作用によって流れが停止堆積するということにある。この抵抗項として、高橋ら<sup>1),2),3)</sup>は、含有する粒子群の衝突効果によって底面に作用するクーロン摩擦応力を考慮し、土石流の先端到達距離など堆積過程をうまく説明できることを見出している。奥田や武居<sup>4)</sup>は、クーロン摩擦応力の他に流速の 2 乗に比例するような流体抵抗力を考慮したモデルを採用している。また、江頭ら<sup>5),6)</sup>は土石流を連続体の流動であるとする概念において、流動中にもある降伏応力が働いており、勾配の変化によって推進力が降伏応力を下まわると直ちに停止・堆積するというモデルによって説明している。また、平野・橋本ら<sup>7)</sup>は粒子の停止距離に確率的な手法を取り入れている。

しかしながら、非粘着性の微細な粒子を高濃度を含む流れにおける堆積過程についても類似のモデルが適用できるのかどうか十分明らかにされていない。そこで、そのような泥流型土石流の堆積過程について検討した。

### 5-2 堆積過程

#### 5-2-1 一次元堆積実験

##### (1) 実験の概要

実験水路は、Fig.5.1 のように長さ 6 m の上流側水路とその下流端で長さ 4 m の下流側水路が接続されている可変勾配水路である。水路幅は 15 cm、高さは 20 cm で両側透明アクリル製であり、水路床は鋼製でペンキ塗布仕上りである。給水及び給砂は水路上流端より行う。給砂はホッパー式の給砂装置で乾燥砂を用いる。あらかじめホッパーのゲート開度と給砂量を十分キャリブレーションしておき、所要の給砂量を得ている。実験砂は、Table 5.1 のように、粒子径  $d_{50} = 0.102, 0.060, 0.032, 0.016$  cm、密度  $\sigma = 2.77, 2.79, 2.69, 2.75$  g/cm<sup>3</sup>、最密充填濃度  $C_* = 0.563, 0.562, 0.573, 0.552$  を用いた。上流側水路勾配  $\theta_u = 18^\circ$ 、下流側水路勾配  $\theta_d = 0.57^\circ, 3.1^\circ, 5.1^\circ$ 、流下濃度  $C = 0.2, 0.3, 0.4$ 、単位幅流量  $q_T = 53.3, 80.0$  cm<sup>3</sup>/s/cm で実験を行った。ただし、 $q_T = 53.3$  cm<sup>2</sup>/s の場合には  $C = 0.2$  での条件は含まず、 $d_{50} = 0.032, 0.016$  cm の場合には  $\theta_d = 5.1^\circ$  での条件は含まれていない。

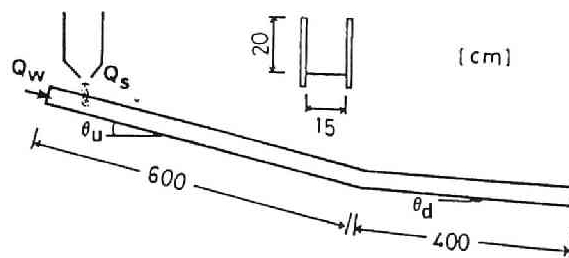


Fig. 5.1. Experimental flume.

Table 5.1. Experimental materials and conditions.

Particle diameter	Density of particles	Maximum possible volume concentration
0.102	2.69	0.552
0.096	2.75	0.573
$d_{50}(\text{cm})$	$\text{g/cm}^3$	$C_*$

Channel slope		Volume concentration	Discharge
upstream	downstream		
18	0.57	0.2	53.3
	5.1	0.3	80.0
Deg.	Deg.		$\text{cm}^3/\text{s/cm}$



## (2) 実験結果および考察

従来、粒子径が比較的大きな石礫型土石流の場合の、勾配急変による堆積過程に対して、底面応力としてクーロン摩擦と同様に表記される粒子衝突による応力を考慮して、実験結果や実際の土石流の堆積結果が説明されている。この考えによれば、後出の Fig.5.4 のようなコントロールボリュームの運動量保存則を用いて次式が得られている<sup>1)</sup>。

$$x_L' = \frac{V'^2}{G'} \quad (5-1)$$

$$G' = \frac{(\sigma - \rho_0)gC_{du} \cos \theta_d \tan \alpha}{(\sigma - \rho_0)C_{du} + \rho_0} - g \sin \theta_d \quad (5-2)$$

$$V' = V_u \cos(\theta_u - \theta_d) \left[ 1 + \frac{(\sigma - \rho_0)C_{du}K_a + \rho_0 \cos \theta_u}{2\{(\sigma - \rho_0)C_{du} + \rho_0\}} \frac{h_u}{V_u^2 g} \right] \quad (5-3)$$

ここに、 $x_L'$  は勾配変化点から測った土石流先端到達距離であり、 $\tan \alpha$ ：動摩擦係数、 $K_a$ ：主動土圧係数である。その他の定数については後述する。

さらに、石礫型土石流の堆積過程については、高橋により連続条件を考慮して次のような式が提案されている<sup>2)</sup>。

$$X = \sqrt{\frac{2q_t C_{du} t}{C_* A}} \quad (5-4)$$

$$A = \frac{\tan(\phi_r - \theta_d)}{\tan(\phi_r - \theta_d) \tan(\theta_u - \theta_d) + 1} + \frac{[\tan(\phi_r - \theta_d) / \{\tan(\phi_r - \theta_d) \tan(\theta_u - \theta_d) + 1\}]^2}{\tan \delta' \cos^2(\theta_u - \theta_d)} \quad (5-5)$$

$$y = \frac{1}{\cos(\theta_u - \theta_d) \tan(\phi_r - \theta_d) \tan(\theta_u - \theta_d) + 1} X \quad (5-6)$$

ここに,  $X$ : 勾配急変点から先端までの距離,  $y$ : 勾配変化点での堆積高さ,  $\delta'$ : 堆積上流端の勾配,  $\phi_r$ : 堆積面の勾配 である.

Fig.5.2 および Fig.5.3 中の破線は式 (5-4) ~ (5-6) による堆積形状の計算値であり, 実線は今回の実験による堆積形状である. Fig.5.2 のように, 粒子径が大きい場合には実験結果と計算結果とが比較的良好に対応しているが, Fig.5.3 のように粒子径が小さい場合にはあまりよく対応していない.

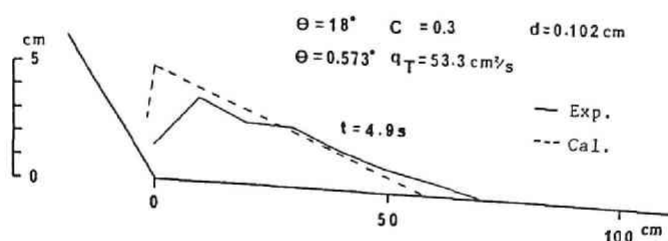


Fig. 5.2. Profile of deposition for the case of stony type debris flow.

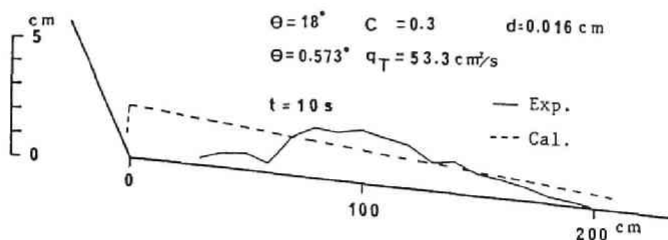


Fig. 5.3. Profile of deposition for the case of muddy type debris flow.

ここで、石礫型土石流と泥流型土石流とを包括して先端到達距離を議論することを意図して、高橋の式 (5-1) ～ (5-3) の考え方に少し修正を加える。いま、土石流が急勾配水路から緩勾配水路に流入した状態を Fig.5.4 のようにモデル化し、その流動先端部と流入点との間のコントロールボリュームを考える。ここで、領域内では平均流速や土砂濃度は一様であると仮定する。したがって、土石流先端部と勾配変化点との間の連続式と運動量方程式は微小項を無視すれば、次のように表される。

$$\frac{d}{dt} \left[ \frac{(h_1 + h_2)}{2} x \right] = q_T \quad (= v_u h_u) \quad (5-7)$$

$$\frac{d}{dt} \left[ \frac{(h_1 + h_2)}{2} x \rho_m v \right] = \frac{(h_1 + h_2)}{2} x \rho_m g \sin \theta_d + \rho_m q_T v_u \cos(\theta_u - \theta_d) - \tau_{0x} \quad (5-8)$$

ここに、 $v_u, h_u$ ：上流側水路での平均流速および平均水深、 $\rho_m \{= (\sigma - \rho_0)C + \rho_0\}$ ：見かけの平均密度、 $\sigma, \rho_0$ ：それぞれ、固体粒子、水の密度、 $\theta_u, \theta_d$ ：それぞれ、上流および下流水路勾配、 $q_T$ ：単位幅流量、 $(h_1 + h_2)/2$ ：コントロールボリュームの平均水深である。

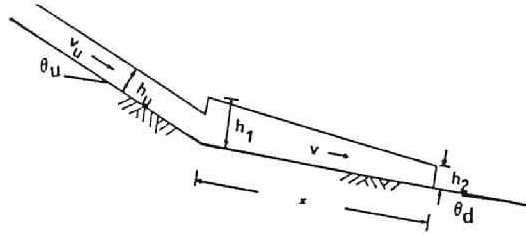


Fig. 5.4. Forfront of debris flow debouching into a gentle slope bed.

式(5-8)の左辺は運動量の時間変化を表しており、右辺第一項は重力による外力であり、第二項は勾配変化点での上流からの運動量の流入量である。また、第三項は底面での摩擦応力であり、高橋の式(5-1)～(5-3)では、石礫型土石流を対象とすることでクーロン型の抵抗が用いられているが、ここでは、

$$\tau_0 = \rho_m g \frac{(h_1 + h_2)}{2} \sin \theta_e \quad (5-9)$$

のように書くことにする。ただし、 $\sin \theta_e$  は勾配変化点から停止位置までの平均の勾配であり、ここでは一定値を仮定する。

式(5-7)、(5-8)および(5-9)より、次の式が得られる。

$$\frac{dv}{dt} + \frac{v}{t} = \frac{V}{t} + G \quad (5-10)$$

ここに、

$$V = v_u \cos(\theta_u - \theta_d), \quad G = g(\sin \theta_e - \sin \theta_d) \quad (5-11)$$

勾配変化点から土砂の初期堆積位置までの距離  $x_L$ 、および勾配変化点へ土石流がさしかかってから初期堆積が生ずるまでの時間  $t_L$  は式(5-10)から次のように与えられる。

$$x_L = \frac{V^2}{G} \quad (5-12)$$

$$t_L = \frac{2V}{G} \quad (5-13)$$

Fig.5.5 は横軸に実験結果、縦軸にそれぞれの実験ケースに応じて石礫型土石流に対応するように  $\sin \theta_e = \{(\sigma - \rho_0)C_{du} \cos \theta_d \tan \alpha / \rho_m\}$  として、先端停止位置を求めた計算値をプロットして示している。図中には下流側勾配  $\theta_u = 0.57^\circ$  および  $3.1^\circ$ 、粒径  $0.102 \sim 0.016 \text{ cm}$ 、容積濃度が  $C = 0.4$  の場合の結果が示されている。粒子径が比較的大きな  $d_{50} = 0.102 \text{ cm}$  や  $0.06 \text{ cm}$  程度では石礫型土石流の考え方による計算結果とよく一致しているが、粒子径が  $0.032 \text{ cm}$  や  $0.016 \text{ cm}$  では適合していないことがわかる。とくに、粒子径が小さな  $d_{50} = 0.016 \text{ cm}$  の場合にはそ

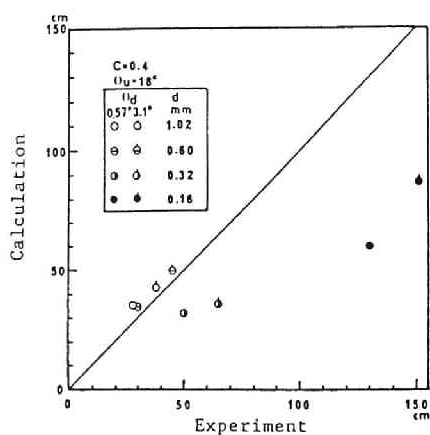


Fig. 5.5. Relationship between experimental and predicted arrival distances of the debris flow front.

の初期堆積位置は実験結果の方がかなり大きな値となっており、当然のことながら、泥流型土石流では  $\sin \theta_e$  の考え方には別の理解が必要なことを示している。

#### 5-2-2 泥流型土石流の初期堆積位置に関する考察

粒子が浮遊できる条件について検討する。従来、固体粒子の浮遊については、浮遊砂の研究など多くの成果があり、それらの成果に基づいて検討することにする。固体粒子を浮遊する流れでの乱れのエネルギー平衡方程式は、第2章で述べた式 (2-31) のように

$$\begin{aligned} \rho_m U_*^2 \frac{du}{dy} \int_{y/h}^1 \left[ \frac{\rho_0 + \{1 + (\gamma - 1)C\}}{\rho_m} \right] d\left(\frac{y}{h}\right) \\ = a(1 - \alpha_1^3 C) \frac{\tilde{u}^3}{L} + \rho_0(\gamma - 1)w_s g C + W_p \end{aligned} \quad (5-14)$$

で表される<sup>8)</sup>。

式 (5-14) の左辺は、獲得されるエネルギーを表している。右辺第一項は乱れによるエネルギーの拡散を表しており、右辺第二項は粒子の浮遊に要するエネルギーであり、第三項は粒子の回転や粒子と流体の間の相対運動によるエネルギー逸散である。日野の理論<sup>8)</sup>によれば  $C=0.5$  以下のときには  $W_p$  は無視できる。また、第 2 章の流動機構の項で述べたが、泥流型土石流では速度勾配  $du/dy$  は、 $d/h \ll 1$  の場合、

$$\frac{du}{dy} = \frac{U_*}{\kappa y} \quad (5-15)$$

のように表すことができる。

ここで、流れの乱れ強さは粒子の含有濃度が低い浮遊砂の研究によれば、粒子の比重や濃度の関数であり、例えば日野によると<sup>8)</sup>、

$$\frac{\tilde{u}}{\tilde{u}_0} = \left( \frac{1}{1 - \alpha_1^3 C} \right)^{\frac{1}{3}} \left( \frac{\rho_m}{\rho_0} \right)^{\frac{1}{3}} \left[ 1 - \frac{2\kappa_0 \sigma s_1}{(1 + \beta C)(1 + \{1 + 4\kappa_0 B(1 + \beta C)s_1\}^{\frac{1}{2}})} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (5-16)$$

のように表されている (記号に関しては第 2 章参照)。ここで対象としているような高濃度で、しかも勾配の変化にともなう堆積過程における乱れ強さは明らかではないが、ここでは仮に従来の浮遊砂の研究から近似的に  $\rho_m/\rho_0$  と濃度との関数と考え、次式のように表せるものとする。

$$\left( \frac{\tilde{u}}{\tilde{u}_0} \right)^3 = f\left(\frac{\rho_m}{\rho_0}, C\right) = \left(\frac{\rho_m}{\rho_0}\right) f_n(C) \quad (5-17)$$

そして、鉛直方向の濃度を一様と仮定すれば、式 (5-14) は容易に積分でき、 $y = \delta$  から  $y = h$  ままで積分して、

$$\frac{L_0}{L} = (1 - \alpha_1^3 C) \frac{\rho_0}{\rho_m} \left( \frac{\tilde{u}}{\tilde{u}_0} \right)^3 \frac{L_0}{L} + \kappa_0 s_2 \quad (5-18)$$

ここに、

$$s_2 = \frac{\rho_0(\gamma - 1)g w_s C(h - \delta)}{\rho_m U_*^3 \left( \ln \frac{h}{\delta} - 1 \right)}$$

の関係が得られる。上式はさらに、

$$U_*^3 = \frac{(\frac{\rho_0}{\rho_m})\kappa_0(\gamma-1)gw_sC(h-\delta)}{\psi\{\ln(h/\delta)-1\}\{1-(1-\alpha_1^3C)f_n(C)\}} \quad (5-20)$$

と書き換えることができる。

ここに、

$$\psi = \frac{L_0}{L} = \frac{\kappa_0}{\kappa} = \frac{(1+\beta_1C+\beta_2C^2)}{2}[1+\{1+4B\kappa_0(1+\beta_1C+\beta_2C^2)s_1\}^{\frac{1}{2}}] \quad (5-20)$$

$$\beta_1 = 2, \quad \beta_2 = -4 \quad (5-22)$$

$$s_1 = \frac{g(\gamma-1)w_sC(h-\delta)}{U_*^3\ln(h/\delta)\{1+(\gamma-1)C\}} \quad (5-23)$$

である<sup>9)</sup>。また、式 (5-17) の  $f_n(C)$  を 2 次の近似で表せば、

$$f_n(C) = 1 + a_1C + a_2C^2 \quad (5-24)$$

である<sup>10)</sup>。初期堆積位置の実験結果から上式の  $a_1$ ,  $a_2$  を決めると、

$$a_1 = -1.47, \quad a_2 = 7.87 \quad (5-25)$$

で比較的多くの実験結果と対応する。

式 (5-20) の右辺はおもに流体や固体の密度、粒子の沈降速度、水深および固体粒子濃度の項であり、左辺および右辺に含まれる摩擦速度はその固体粒子を浮遊させるのに必要な摩擦速度を表している。したがって、式 (5-11) および (5-12) に含まれている上流流路での濃度を維持するエネルギー勾配  $\sin \theta_e$  として、式 (5-20) の摩擦速度における摩擦損失勾配を用いるものとする。

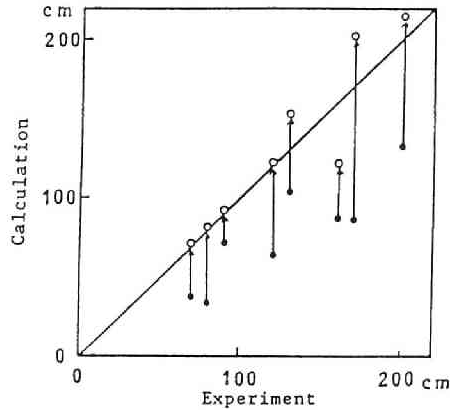


Fig. 5.6. Position of beginning of deposition.

Fig.5.6 は勾配変化点から、土砂の初期堆積位置までの距離を表している図であるが、横軸に実験値、縦軸に計算値を示している。図中の黒丸は底面摩擦応力にクーロン摩擦応力に相当する応力を考えた、式 (5-1) によるものである。一方、白丸は式 (5-20) によりエネルギー勾配  $\sin \theta_e$  を得、式 (5-12) によりその初期堆積位置  $x_L$  を得たものである。白丸の計算値は比較的よく実験結果を説明しており、泥流型土石流では流れの持つエネルギーがもはや粒子を浮遊させることができなくなった地点から沈降堆積をはじめるとする堆積モデルが妥当であることを示唆している<sup>11)</sup>。

しかしながら、この粒子の浮遊平衡方程式を用いるに際し、現象が非平衡であるということとともに、このように短時間で現象が変化する過程の乱れ強さ  $\bar{u}/\bar{u}_0$  は明らかにされておらず、今後さらに十分の検討を必要としている。

### 5-2-3 堆積過程

いま、ある水理条件における粒子の浮遊濃度と摩擦速度との関係は平衡状態とすれば式 (5-20) のように表されよう。これはまた逆にある  $U_*$  における平衡濃度  $C$  を表しているとも言える。したがって、濃度  $C$  を平衡濃度とする摩擦速度を  $U_{*c}$  とすると、 $U_*$  が  $U_{*c}$  よりも大きい場合には



堆積はないものと考えられ、堆積速度  $i$  を

$$i = f(\tau_*, C, w_s) = \begin{cases} -f_1(\tau_*) \frac{C - C_d}{C_*} w_s & U_* < U_{*c} \\ 0 & U_* \geq U_{*c} \end{cases} \quad (5-26)$$

のように表現することが可能であろう。

ここに、 $C_d$  は対象地点の  $U_*$  に対応する平衡濃度で、 $f_1(\tau_*)$  は無次元掃流力  $\tau_*$  の関数であるとする。

$f_1$  は  $\tau_*$  の関数であるが、摩擦速度  $U_*$  に対応する流速  $u$  を用い、 $u$  が  $U_{*c}$  に対応する流速  $U_c$  よりも小さくなればなるほど急激に堆積が進むことと、 $C_* \gg C_d$  を考慮すれば、上式は

$$i = \begin{cases} -\{1 - (\frac{|u|}{U_c})^m\} \frac{C}{C_*} w_s & U_* < U_{*c} \\ 0 & U_* \geq U_{*c} \end{cases} \quad (5-27)$$

とすることができであろう<sup>12)</sup>。

土砂の初期堆積位置ばかりでなく、その上下流における堆積過程は、漸変流近似をした一次元の次のような方程式系を用いることによって解析できる。

運動量方程式は運動量補正係数を 1 とすると、

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial (uM)}{\partial x} = -gh \frac{\partial H}{\partial x} - \frac{\tau_{bx}}{\rho_m} \quad (5-28)$$

連続方程式は、

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} = i \quad (5-29)$$

であり、固体粒子に関する連続方程式は

$$\frac{\partial V_s}{\partial t} + \frac{\partial (CM)}{\partial x} = iC_* \quad (5-30)$$

ここに、 $V_s = Ch$  である。

また、堆積高の時間変化は

$$\frac{\partial z}{\partial t} + i = 0 \quad (5-31)$$

である。また、式 (5-28) の右辺第 2 項の摩擦応力として、

$$\frac{\tau_{bx}}{\rho_m} = \frac{f}{8} u |u| \quad (5-32)$$

と書き、泥流型土石流の抵抗則として、式 (2-29) を用いる。ただし、式 (2-28) を満足しない場合には式 (2-13) の対数則を用いるものとする。

これらの基礎方程式の差分には中央差分を用いる。詳しくは次節の平面域での堆積計算のところで述べ、ここでは 1 次元の場合の結果のみを表せば次のようである。

$$\frac{M_{i+1/2}^{n+1} - M_{i+1/2}^n}{\Delta t} + XDX = -g \frac{(h_{i+1}^n + h_i^n)}{2} \frac{H_{i+1}^n - H_i^n}{\Delta x} - \frac{f}{8} u_{i+1/2}^n |u_{i+1/2}^n| \quad (5-33)$$

$$XDX = \frac{\partial(ux)}{\partial x} = \begin{cases} u_{i+1/2}^n M_{i+1/2}^n - u_{i-1/2}^n M_{i-1/2}^n & , u \geq 0 \\ u_{i+3/2}^n M_{i+3/2}^n - u_{i+1/2}^n M_{i+1/2}^n & , u < 0 \end{cases} \quad (5-34)$$

$$u_{i+1/2}^n = \frac{M_{i+1/2}^n}{\frac{1}{2}(h_{i+1/2}^n + h_i^n)} \quad (5-35)$$

連続方程式 (5-29) は

$$\frac{h_i^{n+1} - h_i^n}{\Delta t} + \frac{M_{i+1/2}^{n+1} - M_{i-1/2}^{n+1}}{\Delta x} = i_i^{n+1} \quad (5-36)$$

また、固体粒子に関する連続方程式 (5-30) は

$$\frac{V_i^{n+1} - V_i^n}{\Delta t} + CMX = i_i^{n+1} C_* \quad (5-37)$$

$$CMX = \frac{\partial(CM)}{\partial x} = \begin{cases} \frac{C_i^{n+1}M_{i+1/2}^{n+1} - C_{i-1}^{n+1}M_{i-1/2}^{n+1}}{\Delta x} & , M_{i+1/2}^{n+1} \geq 0, M_{i-1/2}^{n+1} \geq 0 \\ \frac{C_i^{n+1}M_{i+1/2}^{n+1} - C_i^{n+1}M_{i-1/2}^{n+1}}{\Delta x} & , M_{i+1/2}^{n+1} \geq 0, M_{i-1/2}^{n+1} < 0 \\ \frac{C_{i+1}^{n+1}M_{i+1/2}^{n+1} - C_{i-1}^{n+1}M_{i-1/2}^{n+1}}{\Delta x} & , M_{i+1/2}^{n+1} < 0, M_{i-1/2}^{n+1} \geq 0 \\ \frac{C_{i+1}^{n+1}M_{i+1/2}^{n+1} - C_{i+1}^{n+1}M_{i-1/2}^{n+1}}{\Delta x} & , M_{i+1/2}^{n+1} < 0, M_{i-1/2}^{n+1} < 0 \end{cases} \quad (5-38)$$

のように表される。

また、堆積高を表す (5-31) 式は次式のようなものである。

$$\frac{z_i^{n+1} - z_i^n}{\Delta t} = i_i^{n+1} \quad (5-39)$$

以上のような堆積モデルと計算方法による直線水路の勾配急変にともなう堆積過程の実験結果および計算結果の比較は次のようである。Fig.5.7 および Fig.5.8 は上流側水路勾配 $\theta_u = 18^\circ$ から下流側勾配 $\theta_d = 0.573^\circ$ に流入する場合で $d_{50} = 0.016\text{cm}$ , 単位幅流量 $q_T = 53.3\text{cm}^2/\text{s}$ , 濃度 $C = 0.3$ の場合の流入 10sec 後の堆積形状であり丸印が実験結果, 実線が計算値である。Fig.5.7 は前項で述べた初期堆積位置から下流側において, その水路勾配での粒子の浮遊濃度は上流側濃度に比べると非常に小さいとして, 堆積速度 $i = -(C/C_*)w_s$ として沈降堆積計算したものである。比較的よく対応しているが, 初期堆積位置より上流側は計算できないので, 実験結果を参考に一点鎖線でおおよその傾向を示している。Fig.5.8 は式 (5-27) の堆積速度その他の方程式系を用いた計算結果を実験結果と比較したものである。式中の $m$ は計算結果にあまり鋭敏に影響せず, この例のように $m=0.3$ 程度で比較的よく実験結果と対応している。

### 5-3 平面域における堆積数値シミュレーション

#### 5-3-1 基礎方程式

土石流は流路勾配が急激に緩やかになる地点に到達すると, まず先端がある距離を流下した後には停止し, その後, 後続流れが堆積する。この過程は比較的急激に起こり, 土石流を構成している土砂と水の分離は, 土石流が停止してから発生するものと考えてよい。すなわち, 土石流は停止する瞬間までは一種の連続体であるとしての取扱いが可能であると考えられる。そこで圧力項を静水圧近似とする漸変流とすれば, 2次元平面上の連続体の $x$ 方向及び $y$ 方向の運動量

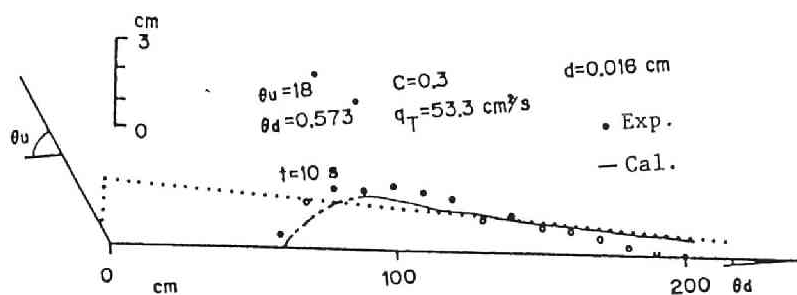


Fig. 5.7. Longitudinal profile of deposition.

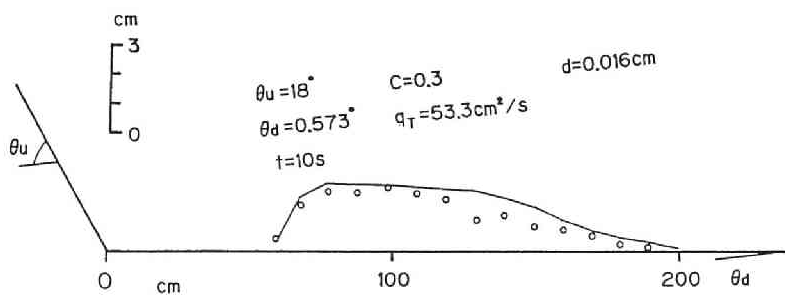


Fig. 5.8. Longitudinal profile of deposition.

方程式はそれぞれ次式のようなものである (ここで用いる記号に関しては第 3 章を参照)。

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \beta' \frac{\partial(uM)}{\partial x} + \beta' \frac{\partial(vM)}{\partial y} = -gh \frac{\partial H}{\partial x} - \frac{\tau_{bx}}{\rho_m} \quad (5-40)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \beta' \frac{\partial(uN)}{\partial x} + \beta' \frac{\partial(vN)}{\partial y} = -gh \frac{\partial H}{\partial y} - \frac{\tau_{by}}{\rho_m} \quad (5-41)$$

また流動体の連続式及び粒子成分の固体部分に関する連続式はそれぞれ次式のようなものである。

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = i \quad (5-42)$$

$$\frac{\partial V_s}{\partial t} + \frac{\partial(CM)}{\partial x} + \frac{\partial(CN)}{\partial y} = iC_* \quad (5-43)$$

ここに、 $V_s$  : 流動深  $h$  の柱の中に含まれる固体部分の容積とする。

ここで、式 (5-40) および (5-41) の底面摩擦応力を次のような形で与えるものとする。

$$\frac{\tau_{bx}}{\rho_m} = \frac{f}{8} u \sqrt{u^2 + v^2} \quad (5-44)$$

$$\frac{\tau_{by}}{\rho_m} = \frac{f}{8} v \sqrt{u^2 + v^2} \quad (5-45)$$

摩擦係数の  $f$  としては泥流型土石流の抵抗則である次式を用いる<sup>13)</sup>。

$$f = 8 \left[ \frac{1}{\kappa} \left\{ \sinh^{-1} \left( \frac{1}{\phi} \right) - \sinh^{-1} \left( \frac{Y_0}{\phi} \right) - \sqrt{1 + \phi^2 + \phi} \right\} \right]^{-2} \quad (5-46)$$

$$\phi^2 = \lambda^2 \left( \frac{\alpha_0}{\kappa^2} \right) \left( \frac{\rho_s}{\rho_m} \right) \left( \frac{d}{h} \right)^2, \quad \lambda = \frac{1}{(C_*/C)^{1/3} - 1} \quad (5-47)$$

ここに,  $Y_0 = y_0/h$  で, 滑面のとき  $y_0 = (a\nu_0)/u_*$ ,  $a = 1/9.025$ , 粗面のとき  $y_0 = bk_s$ ,  $b = 1/30$ ,  $k_s$ : 粗度高さ,  $\nu_0$ : 水の動粘性係数,  $\alpha_0$ : Bagnold による定数 ( $a_i \sin \alpha = 0.022$ ),  $\alpha$ : 粒子の衝突角,  $\kappa$ : カルマン定数,  $u_* = \sqrt{gh \sin \theta}$ ,  $\theta$ : 河床勾配である. ただし, 式 (5-46) を適用するのは, その誘導過程において,  $s$  を粒子の水中比重とすれば,

$$\frac{h}{d} \geq \frac{s \left\{ \sqrt{\frac{2}{3} + \frac{36\nu_0^2}{sgd^3}} - \sqrt{\frac{36\nu_0^2}{sgd^3}} \right\}}{\sin \alpha \left\{ sC \left( 1 - \frac{\tan \alpha}{\tan \theta} \right) + 1 \right\}} \quad (5-48)$$

を満足する必要がある, これを満足しない場合には, 次式のように対数則を用いるものとする.

$$f = 8 \left\{ A_r + \frac{1}{\kappa} \ln \left( \frac{h}{k_s} \right) \right\}^{-2} \quad (5-49)$$

ところで, 高濃度の流れが緩勾配の平面域に流入した場合の土砂の堆積過程は, 前節で述べたように過剰濃度の粒子が沈降堆積するものとし, その堆積速度は式 (5-27) を用いる.

また, 地盤高の変化と堆積速度の関係は次式のようなものである.

$$\frac{dz}{dt} + i = 0 \quad (5-50)$$

### 5-3-2 計算法

運動方程式及び連続式等から堆積過程を解析的に解くことは困難であるので数値計算により検討する. ここでは高橋・中川らによって汎濫解析に使用された中央差分による方法<sup>14),15)</sup>を基にした差分計算法を用いている. 基礎方程式に含まれる非線形項は, 差分化による不安定性の原因となるが, その式系を implicit な形にすればそれが避けられる. そのため高橋らの汎濫解析においては摩擦項に implicit な scheme を用い計算の安定性をはかっている. この差分計算においても基礎方程式の摩擦項を同様な implicit な形にして計算をしている.

基礎式の差分式として中央差分を用いれば、 $x$  方向の運動方程式 (5-40) 式は、非線形項  $\partial(uM)/\partial x$ ,  $\partial(vM)/\partial y$  をそれぞれ  $XDX$ ,  $XDY$  と表し、次のように求められる。

$$\begin{aligned} \frac{M_{i-1/2,j}^{n+1} - M_{i-1/2,j}^n}{\Delta t} + XDX + XDY \\ = -g(h_{i,j}^n + h_{i-1,j}^n) \frac{H_{i,j}^n - H_{i-1,j}^n}{2\Delta x} - \frac{f}{8} u_{i-1/2,j}^n \sqrt{(u_{i-1/2,j}^n)^2 + (v_{M_{i-1/2,j}^n})^2} \end{aligned} \quad (5-51)$$

$$v_{M_{i-1/2,j}^n} = \frac{v_{i,j-1/2}^n + v_{i,j+1/2}^n + v_{i-1,j-1/2}^n + v_{i-1,j+1/2}^n}{4} \quad (5-52)$$

$$u_{i-1/2,j}^n = \frac{M_{i-1/2,j}^n}{\frac{1}{2}(h_{i,j}^{n+1} + h_{i-1,j}^{n+1})} \quad (5-53)$$

$$v_{i,j-1/2}^n = \frac{N_{i,j-1/2}^n}{\frac{1}{2}(h_{i,j}^{n+1} + h_{i,j-1}^{n+1})} \quad (5-54)$$

式中の  $XDX$ ,  $XDY$  は、通常の差分法では計算の発散の原因となるので省略される場合もあるが、この項を省略すると、狭い水路から広い平面域に流出した流れが、実際以上に横方向へ広がりがすぎる傾向があるので、流速の正負により前進差分と後退差分を使い分ける風上差分を用い、この項を加えている。

したがって、 $XDX$ ,  $XDY$  については、それぞれ次式のような差分を用いる。

$$XDX = \frac{\partial(uM)}{\partial x} = \begin{cases} u_{i-1/2,j}^n M_{i-1/2,j}^n - u_{i-3/2,j}^n M_{i-3/2,j}^n, & \text{if } u \geq 0 \\ u_{i+1/2,j}^n M_{i+1/2,j}^n - u_{i-1/2,j}^n M_{i-1/2,j}^n, & \text{if } u < 0 \end{cases} \quad (5-55)$$

$$XDY = \frac{\partial(vM)}{\partial y} = \begin{cases} v_{i-1/2,j}^n M_{i-1/2,j}^n - v_{i-1/2,j-1}^n M_{i-1/2,j-1}^n & \text{if } v \geq 0 \\ v_{i-1/2,j+1}^n M_{i-1/2,j+1}^n - v_{i-1/2,j}^n M_{i-1/2,j}^n & \text{if } v < 0 \end{cases} \quad (5-56)$$

また、 $y$  方向の運動方程式 (5-41) に対しても同様に差分化することができ次式のようにある。

$$\begin{aligned} & \frac{N_{i,j-1/2}^{n+1} - N_{i,j-1/2}^n}{\Delta t} + YDX + YDY \\ & = -g(h_{i,j}^n + h_{i,j-1}^n) \frac{H_{i,j}^n - H_{i,j-1}^n}{2\Delta x} - \frac{f}{8} v_{i,j-1/2}^n \sqrt{(u_{M_{i,j-1/2}}^n)^2 + (v_{i,j-1/2}^n)^2} \end{aligned} \quad (5-57)$$

$$u_{M_{i,j-1/2}}^n = \frac{u_{i-1/2,j}^n + u_{i+1/2,j}^n + u_{i-1/2,j-1}^n + u_{i+1/2,j-1}^n}{4} \quad (5-58)$$

$$YDX = \frac{\partial(uN)}{\partial x} = \begin{cases} u_{i,j-1/2}^n N_{i,j-1/2}^n - u_{i,j-3/2}^n N_{i,j-3/2}^n, & \text{if } u \geq 0 \\ u_{i,j+1/2}^n N_{i,j+1/2}^n - u_{i,j-1/2}^n N_{i,j-1/2}^n, & \text{if } u < 0 \end{cases} \quad (5-59)$$

$$YDY = \frac{\partial(vN)}{\partial y} = \begin{cases} v_{i,j-1/2}^n N_{i,j-1/2}^n - v_{i-1,j-1/2}^n N_{i-1,j-1/2}^n & \text{if } v \geq 0 \\ v_{i+1,j-1/2}^n N_{i+1,j-1/2}^n - v_{i,j-1/2}^n N_{i,j-1/2}^n & \text{if } v < 0 \end{cases} \quad (5-60)$$

計算上の格子点の取り方は従来から用いられているように、 $M$ 、 $N$  及び  $h$  の関係を Fig.5.9(a) のように  $\Delta x/2$ 、 $\Delta y/2$  ずつずらして配置するような格子点としている。また、時間ステップは、 $M$ 、 $N$ 、 $h$  を同一時間上として計算した。

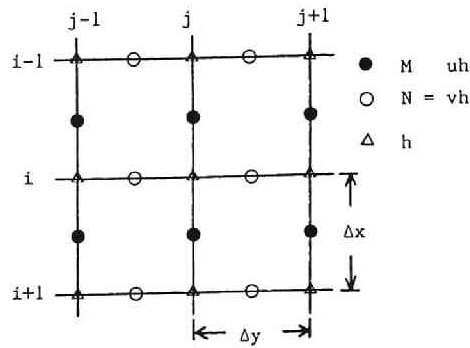
境界条件については、急勾配の狭い水路から流路幅が急拡大し、かつ、地表面勾配が急に緩くなる地点へ土石流が流出する場合を取り扱うので、境界メッシュを 1 次元水路と平面域との接続部、平面水路壁面及び平面水路下流端で設けるものとする。平面域への流入部境界格子においては、流量フラックス  $M$ 、 $N$  及び流速  $u$ 、 $v$  の流入ハイドログラフを与え、壁面における境界条件は Fig.5.9(b) のように、 $x$  方向の壁面上に流量フラックス  $N$  が、 $y$  方向の壁面上に流量フラックス  $M$  が配置されるようにとり、 $M$ 、 $N$  それぞれを 0 とする。また、下流端での流れは自由放出とし、限界水深を与えるものとした。

流れの連続式 (5-42) 式、および粒子成分の連続式 (5-43) 式の差分は、それぞれ次式のようにある。

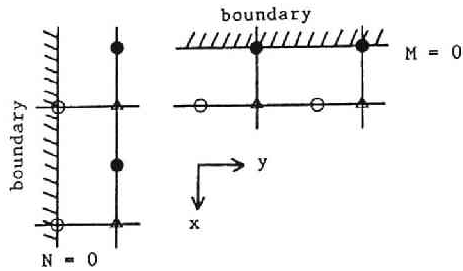
$$\frac{h_{i,j}^{n+1} - h_{i,j}^n}{\Delta t} + \frac{M_{i+1/2,j}^{n+1} - M_{i-1/2,j}^{n+1}}{\Delta x} + \frac{N_{i,j+1/2}^{n+1} - N_{i,j-1/2}^{n+1}}{\Delta y} = i_{i,j}^{n+1} \quad (5-61)$$

$$\frac{V_{s,i,j}^{n+1} - V_{s,i,j}^n}{\Delta t} + \frac{C_{i,j}^{n+1} M_{i+1,j}^{n+1} - C_{i-1,j}^{n+1} M_{i,j}^{n+1}}{\Delta x} + \frac{C_{i,j}^{n+1} N_{i,j+1}^{n+1} - C_{i,j}^{n+1} N_{i,j-1}^{n+1}}{\Delta y} = i_{i,j}^{n+1} C_* \quad (5-62)$$





(a)



(b)

Fig. 5.9. Grid of calculation.

また、堆積速度を表す式 (5-50) の差分式は次式のような。

$$\frac{z_{i,j}^{n+1} - z_{i,j}^n}{\Delta t} = i_{i,j}^{n+1} \quad (5-63)$$

泥流の抵抗則は基礎方程式のところで述べたように、式 (5-48) を満足する場合には泥流型土石流の抵抗則 (5-46) 式を用い、満足しない場合には式 (5-49) の対数則を用いるものとする。堆積速度  $i$  については式 (5-27) とし、式中の  $U_c$  は泥流型土石流の適応条件すなわち粒子が浮遊する条件の式 (5-48) で両辺を等しいとする損失勾配  $\theta$  を粒子の浮遊限界勾配として、泥流型土石流の抵抗則 (5-46) 式の摩擦速度のエネルギー勾配とし、その流速  $U$  を  $U_c$  とする。

### 5-3-3 実験の概要

実験水路は、Fig.5.10 に示すように、上流側の直線水路と下流側平面水路で構成されている。上流側水路は、長さ 6 m, 幅 15 cm, 水路勾配  $\theta_u = 18^\circ$ , 下流側平面水路は 190 cm 四方の平板であり、縦断勾配は  $\theta_d = 0 \sim 3^\circ$  で可変である。

また、上流側直線水路の両側壁はアクリル製、河床はスチール製でペンキ塗布仕上がりである。下流側平面水路は、アクリル製で、河床がアクリル材のままの滑面の場合と実験砂を塗布した粗面の場合とで実験を行っている。

実験砂は、Fig.5.11 に示すようにそれぞれ中央粒径  $d_{50} = 0.339, 0.203, 0.084$  mm, 密度  $\sigma = 2.63, 2.60, 2.66$  g/cm<sup>3</sup>, 充填濃度  $C_* = 0.54, 0.58, 0.57$  である。

実験は水路上流端より給水および給砂を所定の時間行い、下流側平面水路に土石流を流入させた。濃度と流量はあらかじめ給水および給砂の検定を十分行い、所定の実験条件に設定した。

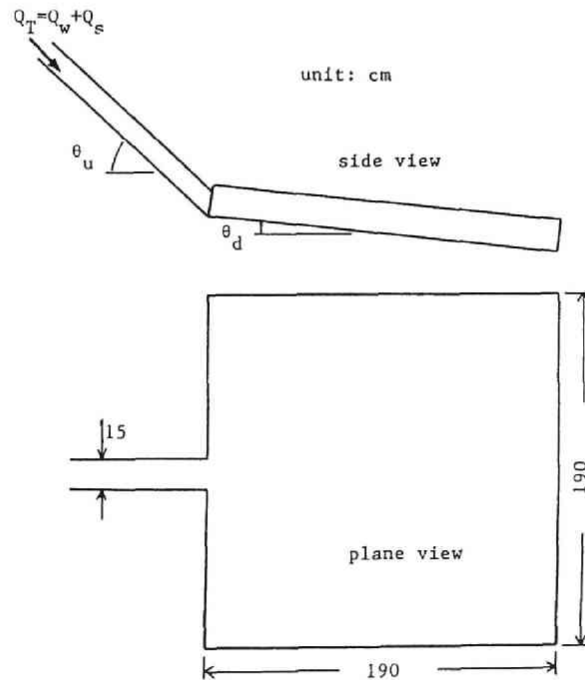


Fig. 5.10. Experimental flume.

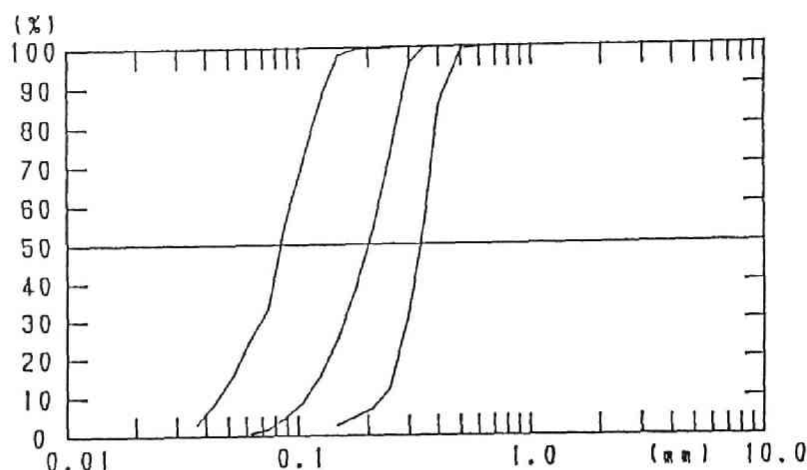


Fig. 5.11. Cumulative curve.

#### 5-3-4 考察

計算での境界条件は平面水路流入部でハイドログラフを与え、他の境界面では Fig.5.9(b) のように  $x$  軸に平行な境界は  $N$  の格子点上にとり、 $y$  軸に平行な境界は  $M$  の格子点上にとり、それぞれ  $M, N$  の流量フラックスは 0 としている。Fig.5.12 は計算条件としての流入ハイドログラフである。最初 5 秒間清水を流し、その後土砂を供給して濃度を  $C=0.35$  としたハイドログラフである。Fig.5.13 および Fig.5.14 は、濃度  $C=0.35$ 、粒径  $d_{50}=0.203$  mm、平面水路の勾配  $\theta=1^\circ$ 、上流端供給流量  $Q_T=800$  cm<sup>3</sup>/s を 5 秒間供給した実験結果である。Fig.5.13 は平面水路の河床が発砲スチロールの滑面の場合で、Fig.5.14 は実験砂と同じ土砂を塗布したものである。河床に実験砂を塗布した Fig.5.14 は、Fig.5.13 の実験結果に比べ流入点近くで若干堆積高が大きいがいさほど大きな違いはないようである。数値計算においては、粗度をつけてある場合の実験結果との比較検討をしている。Fig.5.15, Fig.5.16 および Fig.5.17 は上流端流量  $Q_T=800$  cm<sup>3</sup>/s、平面水路勾配  $\theta_d=1^\circ$ 、粒径  $d_{50}=0.2$  mm、それぞれ濃度  $C=0.2, 0.35, 0.4$  で供給流量を 5 秒間供給した後の堆積形状である。破線が実験結果であり、実線が Fig.5.12 のハイドログラフを境界条件とした計算結果である。また、Fig.5.18 は濃度  $C=0.35$  の場合の横断方向 ( $y$  軸

方向)の堆積断面形状の図であり、実線、破線は同様に計算値、実験結果を表している。図は流入点から下流へそれぞれ、 $x=60, 100, 160$  cm の位置での堆積形状を示している。実験結果と計算値は比較的よく一致しているといえる。Fig.5.19 は流入部中央から流下方向( $x$  方向)への縦断面を表している。同様に、計算値と実験結果がそれぞれ実線、破線で示してある。 $x=0$  の流入点付近については、実験では堆積はほとんどないが、計算では堆積を示している。しかしながら全、体には、計算結果と実験値は良く対応している。これは、非粘着性の泥流型土石流の堆積過程においては、過剰な濃度の粒子が沈降堆積するという考えに基づく式(5-27)の堆積速度のモデルの妥当性を示しているものと思われる<sup>12)</sup>。

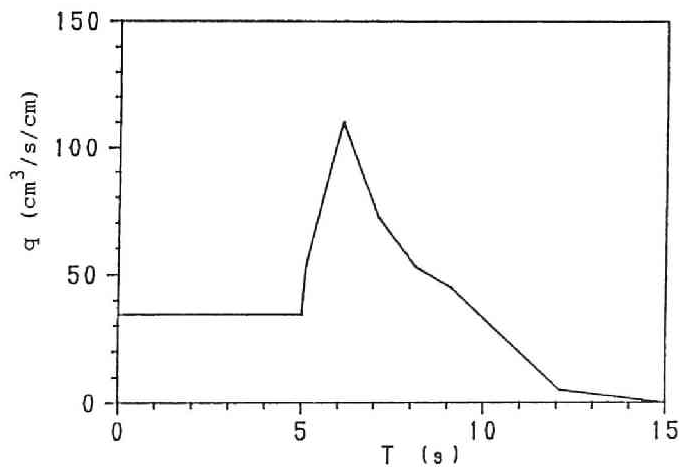


Fig. 5.12. Hydrograph for calculation at upstream.

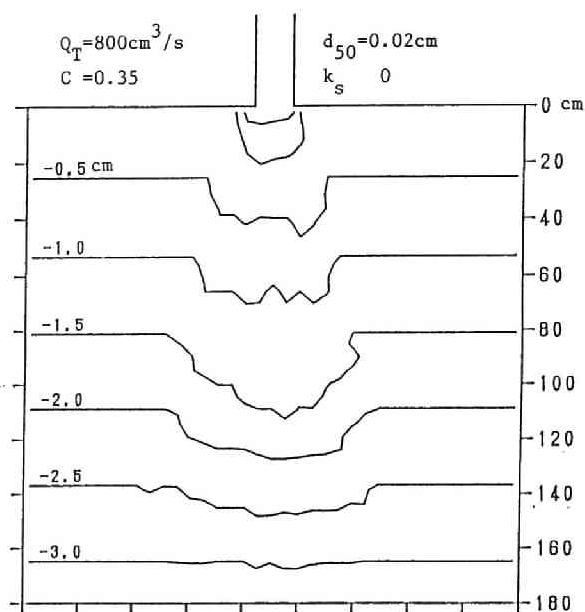


Fig. 5.13. Contour lines of deposition in the experiment.

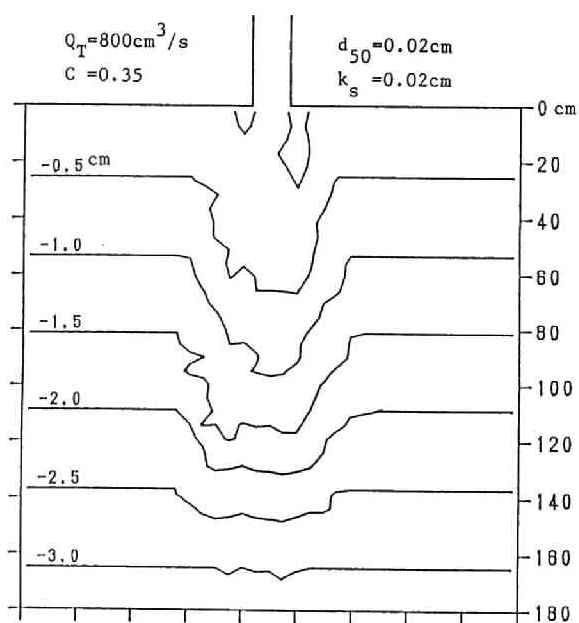


Fig. 5.14. Contour lines of deposition in the experiment.

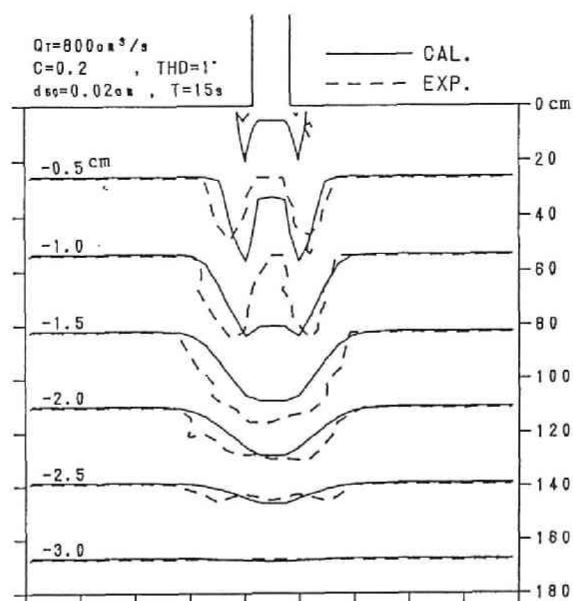


Fig. 5.15. Contour lines of deposition in the experiment (  $C = 0.2$  ).

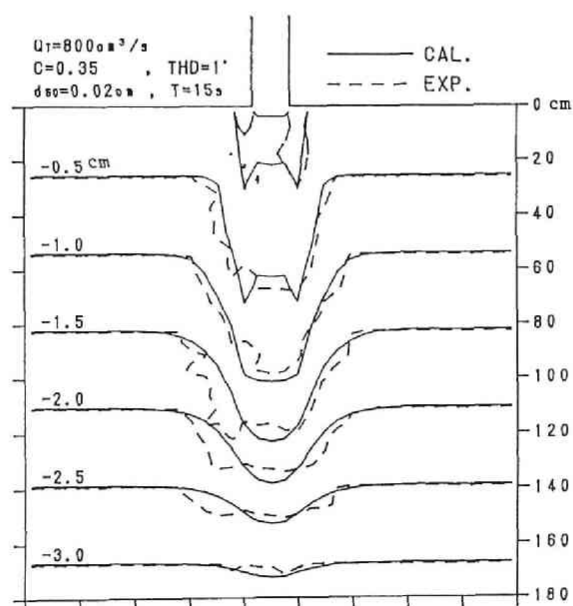


Fig. 5.16. Contour lines of deposition in the experiment (  $C = 0.35$  ).

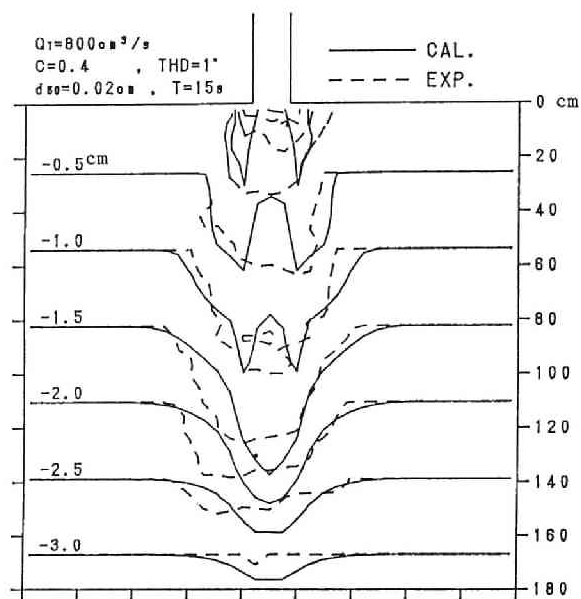


Fig. 5.17. Contour lines of deposition in the experiment (  $C = 0.4$  ) .

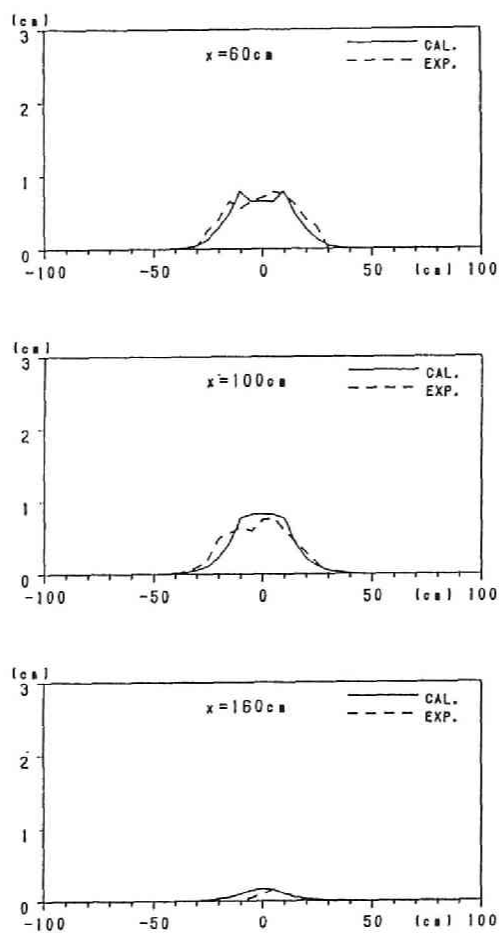


Fig. 5.18. Cross-sectional profiles of deposition (  $C = 0.35$  ) .

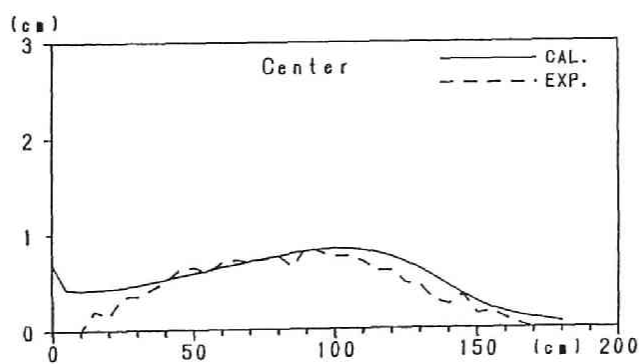


Fig. 5.19. Longitudinal profile of deposition along the center line.



#### 5-4 結語

以上のように非粘着性の微細な粒子を高濃度に含む流れの堆積過程について実験およびその数値シミュレーションによって検討した。石礫型土石流の堆積過程においては、抵抗項にクーロン摩擦応力が重要であるとしてその現象が説明されてきている。しかし、泥流型土石流では、勾配急変に基づく外力の低下によって過剰となる浮遊粒子が沈降堆積するので、その現象を考慮したモデルを提案した。また、その堆積速度式を示すとともに、堆積数値シミュレーションを行い、一次元および二次元の場合にその堆積形状がよく説明されることを示した。

#### 参考文献

- 1) 高橋 保, 吉田 等: 土石流の停止・堆積機構に関する研究 (1) — 勾配の急変による堆積 —, 京都大学防災研究所年報, 第 22 号 B-2, 1979, pp. 315-327.
- 2) 高橋 保: 土石流の停止・堆積機構に関する研究 (2) — 土石流扇状地の形成過程 —, 京都大学防災研究所年報, 第 23 号 B-2, 1980, pp. 443-456.
- 3) 高橋 保: 土石流の停止・堆積機構に関する研究 (3) — 土石流扇状地の二次侵食 —, 京都大学防災研究所年報, 第 25 号 B-2, 1982, pp. 327-348.
- 4) 武居有恒: 確率論的手法による危険範囲の予測, 「扇状地における洪水土砂災害の発生とその防止軽減に関する研究」(研究代表者 芦田和男), 文部省科学研究費自然災害特別研究研究成果, 1982.8, pp. 82-91.
- 5) 江頭進治, 芦田和男, 佐々木 浩: 土石流の流動機構, 第 32 回水理講演会論文集, 1988, pp. 485-490.
- 6) 芦田和男, 江頭進治, 矢島 啓: 土石流の流動・堆積機構, 京都大学防災研究所年報, 第 31 号 B-2, 1988, pp. 411-422.
- 7) 平野宗夫, 橋本晴行, 田崎武詞, 宮島正悟: 勾配の急減と幅の急拡による土石流の堆積過程 — 粒子の停止距離について —, 水工学論文集, 第 35 巻, 1991, pp. 543-458.
- 8) 日野幹雄: 個体粒子を浮遊した流れの乱流構造の変化, 土木学会論文集, 第 92 号, 1963, pp. 11-20.
- 9) Arai, M. and Takahashi, T. : The Kármán constant of the flow laden with high sediment, Proc. 3rd International Symposium on River Sedimentation, Mississippi, 1986, pp. 824-833.
- 10) 新井宗之, 高橋 保: 泥流型土石流の堆積について, 土木学会第 42 回年次学術講演会講演概要集 II, 1987, pp. II-240 - II-241.
- 11) Arai, M. and Takahashi, T. : Depositing process of mud flow on gentle slope bed plunging from steep slope, Proc. of 6th Congress A.P.D.-IAHR, Vol.2-1, 1988, pp. 83-90.

- 12) 新井宗之, 高橋 保, 伊藤清克: 泥流型土石流の堆積数値シミュレーション, 土木学会第 45 回年次学術講演会講演概要集 II, 1990, pp. II-316 – II-317.
- 13) 新井宗之, 高橋 保: 泥流型土石流の流動機構, 土木学会論文集, No.375, 1989, pp. 69-77.
- 14) 高橋 保, 中川 一, 西崎丈能: 堤防決壊による洪水危険度の評価に関する研究, 京都大学防災研究所年報, 第 29 号 B-2, 1986, pp. 431-450.
- 15) 高橋 保, 中川 一, 山路昭彦: 土石流氾濫危険範囲の指定法に関する研究, 京都大学防災研究所年報, 第 30 号 B-2, 1987, pp. 611-626.

## 結 論

以上、本論文ではここで定義した泥流型土石流の流動機構と流下および堆積過程について理論的、実験的な考察を加えてきた。以上述べてきたことを要約して結論とする。

緒論では、有珠山や桜島で観測された土石流の含有粒子の中央粒径は  $0.1 \sim 2$  mm 程度で泥流性の土石流であるが、このような粒径範囲の土石流は、従来研究されてきた石礫型土石流と粘土粒子を含有する流れの中間的な粒子を含む流れであって、ほとんど研究されていない領域であり、従来のビンガムモデル、ダイラタントモデルなどで説明できない乱流混合が重要な領域の現象であることを指摘し、本研究の位置づけを示した。

第1章では、実験室規模の泥流型土石流の流速分布測定法について述べた。ここで開発した塩水法を応用した測定法は、側壁の影響が無視できるような水路中央部での測定が可能であり、容積濃度が 0.4 程度の高濃度の場合にも測定ができる。また、含有する粒子径や濃度などにも影響されにくく、データレコーダなどを用いることにより高速にデータの収録が可能のため比較的短時間の現象でも測定が可能である。また清水での測定も可能であるため、ピトー管などによる流速測定の検定にも用いることができる、などの特徴がある。ここで述べた流速測定法は細粒径の粒子を高濃度に含む流れの流動機構を検討する上で有用な方法であることを示した。

第2章では、粒子を高濃度に含む流れには、従来ダイラタント流体モデルおよびビンガム流体モデルの考え方があがるが、それらの考えではうまく説明し得ない領域の泥流型土石流を対象として議論を行った。すなわち、非粘着性の粒子を線濃度で 12 以下程度に含んでいる慣性領域の流れにおいては、水深・粒径比が大きい場合、粒子同士の衝突効果の他に粒子と流体が一体となったある大きさの乱れがあることを示し、乱れと粒子の衝突の効果の両方を考慮した流速式 (2-12)、(2-15) および (2-18) を導いた。そして、それらが実験結果をよく説明していることを示した。

また、このような高濃度の流れにおけるカルマン定数は式 (2-39) および (2-40) のように表されることを示した。

第3章では、直線水路における泥流型土石流のハイドログラフの変化について、漸変流近似による運動方程式および連続方程式と第2章で述べた泥流型土石流の抵抗則を用い、数値計算と実験結果とを比較検討し、そのような非定常の流れにおいてもその抵抗則が適用できることを明らかにした。一方、流路における水理構造物の代表例として湛水した砂防ダムのような小規模貯水池に土石流が流入した場合の影響について検討した。流入による発生波は水深をダムの平均水深とする浅水波の特性を示すことを実験的に明らかにした。また、流入直後の発生波の波形をシミュレーションするには MAC (Marker and Cell) 法は有用であるが、湛水域への流入、流出の長時間にわたるハイドログラフの変化を予測するためには適切な手法であるとは言えないことを指摘した。高濃度の流れが清水の湛水域に流入する場合、流下方向の密度勾配が発生波に大きな影響を与えることを、その運動方程式から導くとともにその妥当性を実験的に明ら

かにし、湛水域への流入、堰天端での越流におけるハイドログラフの変化の予測手法を示した。

第4章では、水流および土石流の流路弯曲部における流動特性について次のようなことが明らかにされた。1) 流路弯曲部における外壁沿いの水位変化は、衝撃波の概念を用いた Knapp の式よりも、自由渦を仮定して解析的に求めた Lenau の式によって、より良く予測される。2) Lenau の式によれば、従来のような特性曲線法による数値計算法によらなくても、横断方向の水面形も計算することができる。3) 射流流れでは一般に転波列を生じるが、弯曲部において転波列の波高は増幅する。4) 転波列の波高の増幅も Lenau の式によって説明され、最大水位は定常部分の水位と転波列部分の波高とを重ね合わせることによって求められる。5) 弯曲部にカントを設けて外壁沿いの水位増加を防ぐ方法ではかく乱波を除去できる弯曲角に限界があるが、ここでの実験範囲では約  $20^{\circ}$  から  $30^{\circ}$  であった。6) 水路内に隔壁を設けて分割することが可能であれば、これによって水位上昇をかなり軽減することができる。7) 一定流量に対して、土石流では流動を続けられる範囲内で流路幅を広げるほど最大水位が小さくなるが、水流では条件によって最大水位を最小とする水路幅が存在する。8)  $C=0.4$  までの濃度で行った実験では、弯曲部での流れの挙動は濃度の相違による違いは顕著ではなかった。

第5章では、非粘着性の微細な粒子を高濃度に含む流れの堆積過程について実験および数値シミュレーションによって検討した。石礫型土石流の堆積過程においては、抵抗項にクーロン摩擦応力が重要であるとしてその現象が説明されてきているが、泥流型土石流では、勾配急変に基づく外力の低下によって過剰となる浮遊粒子が沈降堆積するというモデルを提案した。そして、その堆積速度式を示すとともに、堆積過程の数値シミュレーションの方法を示し、一次元および二次元について実験および数値計算を行い、その堆積形状の比較から本手法の妥当性を示した。

以上、本研究において得られた主要な結果について述べた。しかし、細粒子を高濃度に含む流れの乱れ特性や広範な粒子径を含む流れの機構など今後残されている課題も多い。しかしながら、この研究が土石流対策を講じる上で、または土石流研究の発展のための一助となれば幸いです。

## 謝 辞

最後に、本研究を遂行するにあたり、終始懇切丁寧なご指導を賜りました、京都大学防災研究所教授、高橋 保先生に衷心より深甚の謝意を表します。また、終始御鞭撻を賜りました、京都大学防災研究所教授、芦田和男先生に深謝する次第であります。また、貴重な議論をして頂きました、京都大学防災研究所助教授、江頭進治先生に感謝の意を表します。また、実際の観測現象を御教示頂きました、京都大学防災研究所付属穂高砂防観測所助教授、沢田豊明先生に感謝の意を表します。また、数値計算等の御教示を頂きました、京都大学防災研究所助教授、中川 一先生に感謝の意を表します。また、御協力頂きました京都大学防災研究所助手、里深好文先生および技官、吉田義則氏に感謝の意を表します。また、研究の遂行にあたり御指導御協力賜りました、名城大学理工学部教授、元京都大学教授、岩垣雄一先生に謝意を表します、同じく名城大学理工学部教授、伊藤政博先生および名城大学理工学部助手、原田守博先生に謝意を表します。また、土石流の研究に導いてくださり御指導頂きました、岐阜大学工学部教授、河村三郎先生に深謝する次第であります、また元岐阜大学工学部教授、元名城大学教授、増田重臣先生に謝意を表します。さらに、ここで名前を挙げることはできませんが、御協力御指導頂きました方々、名城大学のゼミ生の方々、土木工学科の教職員の方々に感謝の意を表します。



